Э. Резерфорд

РАССЕЯНИЕ α- И β-ЧАСТИЦ ВЕЩЕСТВОМ И СТРОЕНИЕ АТОМА (1911 г.)

§ 1

Хорошо известно, что α- и β-частицы при столкновениях с атомами вещества испытывают отклонения от прямолинейного пути. Это рассеяние гораздо более заметно у β-частиц, нежели у α-частиц, так как они обладают значительно меньшими импульсом и энергией. Поэтому нет сомнения в том, что столь быстро движущиеся частицы проникают сквозь атомы, встречающиеся на их пути, и что наблюдаемые отклонения обусловлены сильным электрическим полем, действующим внутри атомной системы. Обычно предполагалось, что рассеяние пучка α- или β-лучей при прохождении через тонкую пластинку вещества есть результат наложения многочисленных малых рассеяний при прохождении атомов вещества. Однако наблюдения, проведенные Гейгером и Марсденом [1] по рассеянию α-лучей, показали, что некоторое количество α-частиц при однократном столкновении испытывает отклонение на угол, больший 90°. Они обнаружили, например, что небольшая часть падающих α-частиц, примерно 1 из 20000, поворачивается в среднем на 90° при прохождении сквозь слой золотой фольги толщиной 0,00004 см, что эквивалентно тормозной способности α-частицы в 1,6 мм воздуха. Гейгер [2] позднее показал, что наиболее вероятный угол отклонения пучка α-частиц, проходящих сквозь золотую фольгу указанной толщины, составляет около 0,87°. Простой расчет, основанный на теории вероятности, показывает, что вероятность отклонения α-частицы на 90° исчезающе мала. К тому же, как будет видно из дальнейшего, угловое распределение α-частиц при больших отклонениях не подчиняется вероятностному закону, если считать, что такие большие отклонения есть результат большого числа малых отклонений. По-видимому, разумнее предположить, что отклонения на большой угол обусловлены однократным атомным столкновением, так как вероятность такого же повторного столкновения в большинстве случаев чрезвычайно мала. Простой расчет показывает, что в атоме должно существовать сильное электрическое поле, чтобы при однократном столкновении создавалось столь большое отклонение.

Недавно Дж. Дж. Томсон [3] предложил теорию, объясняющую рассеяние заряженных частиц при прохождении сквозь тонкие слои вещества. В ней предполагается, что атом состоит из N отрицательно заряженных электронов и равного количества положительного электричества, равномерно распределенного внутри сферы. Отклонение отрицательно заряженных частиц при прохождении через атом обусловлено двумя причинами: 1) отталкиванием от электронов, расположенных внутри атома; 2) притяжением положительного электричества атома.

По предположению, отклонение частиц при прохождении через атом должно быть мало, тогда как среднее отклонение после большого числа столкновений m равно $\sqrt{m}\cdot\theta$, где θ — среднее отклонение, обусловленное одним атомом. Было показано, что количество N электронов в атоме может быть определено из измерения рассеяния заряженных частиц. Точность этой теории сложного рассеяния проверялась недавно экспериментально Кроусером [4]. Его результаты согласуются с основными положениями теории. Предполагая непрерывность положительного электричества, он сделал вывод, что количество электронов в атоме примерно втрое больше его атомного веса.

Теория Дж. Дж. Томсона основана на допущении, что рассеяние, обусловленное единичным атомным столкновением, мало и что предполагаемая структура атома не создает очень больших отклонений α-частиц при прохождении ими атома, если не предполагается, что диаметр сферы положительного электричества мал по сравнению с диаметром сферы влияния атома.

Поскольку α- и β-частицы пересекают атом, то из подробного изучения характера отклонений можно извлечь некоторые представления о структуре атома, создающего наблюдаемые эффекты. Действительно, рассеяние быстро движущихся заряженных частиц представляет собой один из наиболее перспективных методов решения этой проблемы. Появление сцинтилляционного метода счета отдельных α-частиц создает необычайные возможности для исследования, и опыты Гейгера с помощью этого метода уже многое внесли в наши знания о рассеянии α-частиц веществом.

§ 2

Прежде всего рассмотрим теоретически однократные столкновения с атомом простой структуры, способной обеспечить большие отклонения а-частицы, а затем сравним выводы из теории с имеющимися экспериментальными данными.

Рассмотрим атом, в центре которого имеется заряд $\pm Ne$, окруженный сферой электричества e зарядом $\mp Ne$, который, по предположению, равномерно распределен внутри сферы радиуса R (e — фундаментальная единица заряда, равная $4{,}65\cdot10^{-10}$ *эл.-стат.ед.*). Предположим, что на расстояниях, меньших 10^{-12} *см*, как центральный заряд, так и заряд α-частицы можно считать сосредоточенными в точке. Будет показано, что основные выводы теории не зависят от того, каков центральный заряд — положительный или отрицательный. Для удобства примем положительный знак. На данной стадии нет надобности рассматривать вопрос об устойчивости предполагаемого атома, так как это, по всей видимости, будет зависеть от деталей строения атома и движения входящих в его состав заряженных частей.

Чтобы составить некоторое представление о силах, требующихся для отклонения α-частицы на большой угол, рассмотрим атом, содержащий в центре положительный заряд Ne и окруженный отрицательным электричеством Ne, равномерно распределенным внутри сферы радиуса R.

Электрическая сила X и потенциал V на расстоянии r от центра для точки внутри атома равны

$$X = Ne\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right),$$

$$V = Ne\left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3}\right).$$

Предположим, что α-частица, имеющая массу m, скорость u и заряд E, летит прямо к центру атома. Она остановится на расстоянии b от центра, которое определяется из выражения

$$\frac{1}{2}\mu^2 = NeE\left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3}\right).$$

Из дальнейшего будет видно, что параметр b играет существенную роль в последующих вычислениях.

Если предположить, что центральный заряд равен $100e$, то можно подсчитать, что значение b для α-частицы, имеющей скорость $2{,}09\cdot10^{9}$ *см*/*сек*, составляет $3{,}4\cdot10^{-12}$ *см*. В этом расчете предполагается, что b — очень малая величина по сравнению с R. Так как, по предположению, величина R порядка радиуса атома, т. е. 10^{-8} *см*, то очевидно, что α-частица, прежде чем повернуть обратно, проникнет так близко к центральному заряду, что влиянием равномерно распределенного электричества можно пренебречь. Как показывает простой расчет, при всех отклонениях, больших 1°, без заметной ошибки можно считать, что отклонение обусловлено только полем центрального заряда. Возможные однократные отклонения, обусловленные отрицательным электричеством, если оно распределено в виде частиц, на данной стадии теории не принимаются во внимание. Дальше будет показано, что обычно его влияние мало по сравнению с действием центрального поля.

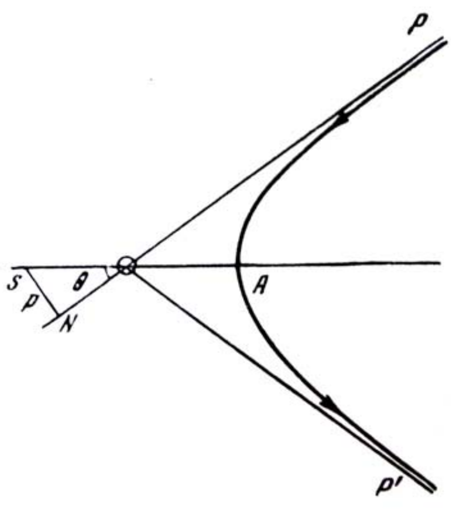

Рис. 1

Рассмотрим прохождение положительно заряженной частицы вблизи центра атома. Если предположить, что скорость частицы при прохождении через атом изменяется незначительно, то путь частицы под действием силы отталкивания, убывающей как квадрат расстояния, будет представлять собой гиперболу, внешним фокусом которой является центр атома S. Предположим, что частица движется по направлению PO (рис. 1), а от атома — по направлению OP'. Направления OP и OP' образуют одинаковые углы с прямой SA, где A — вершина гиперболы; $p = SN$ — расстояние по перпендикуляру от центра до направления начального движения частицы.

Пусть угол POA=θ; V — скорость налетающей частицы, а v — скорость в точке А. Тогда из рассмотрения момента импульса следует

$$pV = SA \cdot v$$

По закону сохранения энергии

$$\frac{1}{2}mV^2 = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{NeE}{SA},$$

$$v^2 = V^2\left(1 - \frac{b}{SA}\right)$$

Поскольку эксцентриситет равен secθ, то

$$SA = SO + OA = p\cos ec\theta(1+\cos\theta) = pctg\frac{\theta}{2}$$

$$p^2 = SA(SA-b) = pctg\frac{\theta}{2}\left(p\cos\frac{\theta}{2} - b\right),$$

$$b = 2pctg\theta.$$

Угол отклонения частицы φ равен π — 20 и

$$ctg\frac{\phi}{2} = \frac{2p}{b} \tag{1}$$

Это выражение определяет угол отклонения через параметр b и расстояние по перпендикуляру от центра атома до направления влета частицы.

Для иллюстрации ниже приведены углы отклонения при разных значениях p/b:

p/b	10	5	2	1	0,5	0,25	0,125
φ^o	5,7	11,4	28	53	90	127	152

§ 3. Вероятность однократного отклонения на любой угол

Предположим, что пучок заряженных частиц падает перпендикулярно на тонкий слой вещества толщиной t. Предположим также, что частицы, за исключением нескольких частиц, рассеянных на большой угол, проходят сквозь пластинку почти нормально и лишь немного изменяют скорость. Пусть n — число атомов в единице объема вещества. Тогда число столкновений частицы с атомом радиуса R на толщине t будет равно $\pi R^2 nt$.

Вероятность т прохождения частицы на расстоянии p от центра атома равна

$$m = \pi p^2 nt.$$

Вероятность dm прохождения в пределах радиусов p и $p + dp$ составит

$$dm = 2\pi pntdp = \frac{\pi}{4}ntb^2 ctg\frac{\phi}{2}\cos ec^2\frac{\phi}{2}d\phi \tag{2}$$

так как

$$ctg\frac{\phi}{2} = \frac{2p}{b}.$$

Величина *dm* определяет ту *часть* от полного числа частиц, которые отклоняются в пределах углов φ и φ + dφ.

Часть ρ из общего количества частиц, которые отклоняются на угол, больший φ, составит

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 ctg^2 \frac{\phi}{2}. \tag{3}$$

Часть ρ частиц, отклоняющихся в интервале углов φ_1 и φ_2, составит

$$\rho = \frac{\pi}{4} ntb^2 \left(ctg^2 \frac{\phi_1}{2} - ctg^2 \frac{\phi_2}{2} \right). \tag{4}$$

Для сравнения с экспериментом удобно выражение (2) написать в другой форме. Подсчитаем в случае α-частиц число сцинтилляций, образующихся на экране из сернистого цинка постоянной площади, устанавливаемого под различными углами по отношению к направлению падающих лучей. Если *r* — расстояние от точки падения α-лучей на рассеивающее вещество, а *Q* — суммарное число частиц, падающих на рассеивающее вещество, то число у α-частиц, падающих на единицу площади и отклоняющихся на угол φ, составит

$$y = \frac{Qdm}{2\pi r^2 \sin\phi d\phi} = \frac{ntbQ \cos ec^4 \phi / 2}{16 r^2}. \tag{5}$$

Поскольку b=2 NeE/μ^2, то из (5) видно, что число α-частиц (сцинтилляций) на единице площади экрана из сернистого цинка на данном расстоянии *r* от точки падения лучей пропорционально:

1) $\operatorname{cosec}^4 \varphi/2$ или $1/\varphi^4$, если φ мало;

2) толщине рассеивающего вещества *t*, если мала только она;

3) величине центрального заряда *Ne*;

4) обратно пропорционально $(\mu^2)^2$, или четвертой степени скорости, если m — постоянная величина.

В этих расчетах предполагается, что рассеяние α-частиц на большой угол происходит только за счет одного большого отклонения. Это предположение справедливо лишь в том случае, если толщина рассеивающего вещества так мала, что повторное столкновение, влекущее за собой другое большое отклонение, весьма маловероятно. Например, если вероятность единичного отклонения φ при прохождении через толщину *t* составляет 1/1000 то вероятность двух последовательных отклонений на угол φ составит 10^{-6}, т. е. ничтожно мала.

Угловое распределение α-частиц, рассеянных тонким металлическим листком,— простейший способ проверки справедливости этой теории однократного рассеяния. Такие измерения недавно выполнил для α-лучей Гейгер [5], который обнаружил, что распределение частиц, отклоненных тонким листком золотой фольги в пределах от 30 до 150°, находится в соответствии с теорией. Более подробное описание этих и других экспериментов по проверке справедливости этой теории будет опубликовано позже.

§ 4. Изменения скорости при атомном столкновении

До сих пор предполагалось, что α- или β-частицы не испытывают заметного изменения скорости в результате однократного столкновения с атомом, приводящего к большому отклонению частицы. Влияние такого столкновения на изменение скорости частицы может быть подсчитано при некоторых определенных предположениях. Предположим, что в рассеянии участвуют только две системы: быстродвижущаяся частица и покоящийся вначале атом. Предположи далее, что можно применить закон сохранения импульса и энергии и что заметной потери энергии или импульса за счет излучения не происходит.

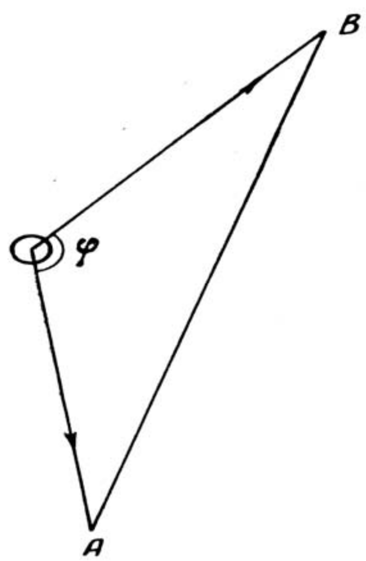

Рис. 2

Пусть m — масса частицы; v_1 — ее скорость до столкновения; v_2 — скорость частицы после столкновения; M — масса атома; V — скорость, приобретенная атомом в результате столкновения.

Пусть OA (рис. 2) по величине и направлению соответствует импульсу mv_1 налетающей частицы, а OB — импульсу частицы, рассеянной на угол AOB = φ. Тогда BA соответствует по величине» направлению импульсу отдачи MV атома;

$$(MV)^2 = (mv_1)^2 + (mv_2)^2 - 2m^2 v_1 v_2 \cos\phi \qquad (6)$$

По закону сохранения энергии

$$MV^2 = mv_1^2 - mv_2^2 \qquad (7)$$

Допустим, что $M/m=K$ и $v_2=\rho v_1$, $\rho < 1$. Тогда из (6) и (7) получаем

$$(K+1)\rho^2 - 2\rho\cos\phi = K-1,$$

Или

$$\rho = \frac{\cos\phi}{K+1} + \frac{1}{K+1}\sqrt{K^2 - \sin^2\phi}.$$

Рассмотрим случай рассеяния α-частицы с атомным весом 4 на угол 90° при столкновении с атомом золота с атомным весом 197.
Так как $K \approx 49$, то

$$\rho = \sqrt{\frac{K-1}{K+1}} = 0,979,$$

т. е. скорость частицы при столкновении уменьшилась примерно лишь на 2%. В случае алюминия К = 27/4 и для угла 90° ρ = 0,86.

Видно, что уменьшение скорости α-частицы по этой теории становится заметным при столкновениях с более легкими атомами. Так как пробег α-частицы в воздухе или в другом веществе приблизительно пропорционален кубу скорости, то пробег α-частицы вследствие однократного рассеяния на атоме алюминия на 90° снизится с 7 до 4,5 *см*. Эту величину легко обнаружить экспериментально. При столкновении β-частиц с атомом значение K очень велико, и потому уменьшение ее скорости согласно приведенной формуле оказывается очень малым.

Несколько очень интересных для теории случаев возникает при рассмотрении изменения скорости и распределения рассеянных частиц, когда α-частица сталкивается с легким атомом, например с атомом водорода или гелия. Обсуждение этих и подобных случаев оставим до тех пор, пока этот вопрос, не будет изучен экспериментально.

§ 5. Сравнение однократного и сложного рассеяний

Прежде чем сравнивать теоретические расчеты с экспериментальными данными, желательно рассмотреть сравнительную роль однократного и сложного рассеяния и формирование распределения рассеянных частиц. Так как атом, по предположению, состоит из центрального ядра, окруженного зарядом противоположного знака, равномерно распределенным внутри сферы радиуса R, то вероятность столкновений с атомом, приводящих к малым отклонениям, намного больше, чем вероятность одного большого отклонения.

Сложное рассеяние рассмотрел Дж. Дж. Томсон в § 1 упомянутой выше статьи [3]. В обозначениях этой статьи среднее отклонение φ_1, обусловленное полем положительно заряженного шара радиуса R и величиной заряда Ne, равно

$$\phi_1 = \frac{\pi}{4}\frac{NeE}{mu^2}\frac{1}{R}.$$

Среднее отклонение φ_2, обусловленное отрицательными электронами, по предположению равномерно распределенными внутри сферы, равно

$$\phi_2 = \frac{16eE}{5mu^2}\frac{1}{R}\sqrt{\frac{3N}{2}}.$$

Среднее отклонение, обусловленное одновременным действием положительного и отрицательного электричества, определялось как

$$(\phi_1^2 + \phi_2^2)^{1/2}.$$

Таким же способом нетрудно рассчитать среднее отклонение, обусловленное атомом с центральным зарядом,— предмет обсуждения в данной статье.

Так как радиальное электрическое поле X на любом расстоянии r от центра составляет

$$X = Ne\left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3}\right),$$

нетрудно показать, что отклонение (по предположению малое) заряженной частицы под действием этого поля определяется выражением

$$\theta = \frac{b}{p}\left(1-\frac{p^2}{R^2}\right)^{3/2},$$

где p — перпендикуляр из центра на траекторию частицы, а b имеет то же значение, что и раньше. Видно, что величина θ возрастает при уменьшении p и при малых значениях φ становится большой.

Так как мы уже убедились, что частица, проходящая вблизи центра атома, испытывает большое отклонение, очевидно, неправильно было бы определять среднее отклонение, предполагая θ малой величиной.

Если принять величину R равной примерно 10^{-8} *см*, то значение p при большом отклонении для α- и β-частиц будет примерно равно 10^{-11} *см.* Так как вероятность большого отклонения мала по сравнению с вероятностью малых отклонений, то простое рассуждение показывает, что среднее малое отклонение практически не изменится, если пренебречь большими отклонениями. Это равносильно интегрированию по той части эффективного сечения атома, где отклонения малы; при этом не учитывается небольшая центральная зона. Таким образом, можно просто показать, что среднее малое отклонение составляет

$$\phi_1 = \frac{3\pi}{8}\frac{b}{R}.$$

Это значение φ_1 для атома, имеющего сосредоточенный центральный заряд, втрое больше величины среднего отклонения для атома, рассмотренного Дж. Дж. Томсоном, с тем же значением Ne.

Суммируя отклонения, обусловленные электрическим полем и электронами, получим, что среднее отклонение равно

$$\left(\phi_1^2+\phi_2^2\right)^{1/2} \text{ или } \frac{b}{2R}\left(5,54+\frac{15,4}{N}\right)^{1/2}.$$

Далее будет видно, что величина N приблизительно пропорциональна атомному весу и для золота она примерно равна 100. Второй член в этом выражении обусловлен рассеянием на отдельных электронах, и в случае тяжелых атомов он мал по сравнению с влиянием распределенного электрического поля.

Пренебрегая вторым членом, получим, что среднее отклонение на одном атоме составляет $3\pi b/8R$. Теперь можно рассмотреть относительную роль однократного и сложного рассеяний в распределении частиц. Согласно выводам Дж. Дж. Томсона, среднее отклонение θ_t после прохождения через толщину вещества t пропорционально квадратному корню из числа столкновений и составляет

$$\theta_t = \frac{3\pi b}{8R}\sqrt{\pi R^2 nt} = \frac{3\pi b}{8}\sqrt{\pi nt},$$

где n, как и раньше,— число атомов в единице объема.

Вероятность p_1 того, что отклонение частицы превышает φ, в случае сложного рассеяния равна $e^{-\phi^2/\theta_t^2}$. Следовательно,

$$\phi^2 = -\frac{9\pi^3}{64} b^2 nt \ln p_1$$

Предположим далее, что имеется только однократное рассеяние. В §3 мы видели, что вероятность p_2 отклонения на угол, больший φ, составляет

$$p_2 = \frac{\pi}{4} ntb^2 ctg^2 \frac{\phi}{2}$$

Сравнивая эти два выражения, получим

$$p_2 \ln p_1 = -0{,}181\phi^2 \frac{\phi}{2},$$

и если φ достаточно мало, то

$$tg\frac{\phi}{2} = \frac{\phi}{2},$$

$$p_2 \ln p_1 = -0{,}72.$$

Приняв p_2 = 0,5, получим p_1 = 24. Если же p_2 = 0,1, то p_1 = 0,0004.

Из этого сравнения видно, что вероятность любого данного отклонения всегда больше для однократного, чем для сложного рассеяния. Это различие особенно заметно, когда лишь небольшая часть частиц рассеяна под данным углом, из этого следует, что распределение частиц, обусловленное столкновениями с атомами, в случае малых толщин определяется главным образом однократным рассеянием. Сложное рассеяние несомненно оказывает какое-то влияние на выравнивание распределения рассеянных частиц, но его влияние становится тем меньше, чем меньшая доля частиц рассеяна под данным углом.

§ 6. Сопоставление теории с экспериментом

Важной константой для рассматриваемой теории служит величина центрального заряда *Ne*. Желательно определить ее значения для различных атомов. Это можно просто сделать, определив малую часть α- и β-частиц, падающих с известной скоростью на тонкий металлический экран и рассеянных в интервале углов φ и φ+*d*φ, где φ — угол отклонения. Если эта часть мала, влияние сложного рассеяния должно быть незначительным. Эксперименты в этом направлении только проводятся, но уже на данной стадии желательно обсудить в свете рассматриваемой теории опубликованные данные но рассеянию α- и β-частиц.

Мы обсудим следующие вопросы.

1) «Диффузное отклонение» α-частиц, т. е. рассеяние α-частиц на большие углы [1].

2) Зависимость диффузного отклонения от атомного веса радиатора [1].

3) Среднее рассеяние пучка α-лучей, проходящих сквозь тонкую металлическую пластинку [2].

4) Опыты Кроусера по рассеянию разными металлами β-лучей различных скоростей [4].

1) В статье Гейгера и Марсдена [1] о диффузном отклонении α-частиц в различных веществах показано, что примерно 1/8000 часть α-частиц, испущенных радием С, падающих на толстую платиновую пластинку, рассеивается обратно в направлении падения. Эта величина получена в предположении, что α-частицы равномерно рассеиваются по всем направлениям; наблюдения проводились для отклонений, близких к 90°. Форма проведения этого эксперимента не вполне пригодна для точного расчета, однако по полученным данным можно показать, что наблюдавшееся рассеяние соответствует теоретическому, если атом платины обладает центральным зарядом около 100*e*.

2) В своих экспериментах по данному вопросу Гейгер и Марсден привели относительное число α-частиц, отклоненных диффузно в одних и тех же условиях толстыми пластинками различных металлов. Полученные ими величины приводятся в табл. 1; величина Z характеризует относительное число рассеянных частиц, измеренное по количеству сцинтилляций в минуту на экране из сернистого цинка.

Таблица 1

Металл	Атомный вес	Z	$Z/A^{3/2}$
Свинец	207	62	208
Золото	197	67	242
Платина	195	63	232
Олово	119	34	226
Серебро	108	27	241
Медь	64	14,5	225
Железо	56	10,2	250
Алюминий	27	3,4	243
		Среднее	233

Согласно теории однократного рассеяния, часть полного количества α-частиц, рассеянных под некоторым данным углом при прохождении через толщину t, пропорциональна величине nA^2t, если предположить, что центральный заряд пропорционален атомному весу A. В данном случае толщина вещества, из которого могут вылетать рассеянные α-частицы и воздействовать на экран из сернистого цинка, зависит от рода металла. Так как Брэгг показал, что тормозная способность атома для α-частицы пропорциональна квадратному корню из атомного веса, величина nt для различных элементов пропорциональна $1/\sqrt{A}$. В этом случае t соответствует наибольшей глубине, из которой могут вылетать рассеянные α-частицы. Следовательно, величина Z рассеянных обратно от толстой пластинки α-частиц пропорциональна $A^{3/2}$, т. е. $Z/A^{3/2}$ должно быть постоянной величиной. Для сравнения этого вывода с экспериментом в последнем столбце табл. 1 приведены эти отношения. Учитывая трудности экспериментов, согласие между теорией и экспериментом вполне хорошее.

Однократное большое рассеяние α-частиц в некоторой степени несомненно влияет на форму ионизационной кривой Брэгга для пучка α-лучей. Это явление большого рассеяния должно быть заметно в том случае, когда α-лучи пересекают экран из металла с большим атомным весом, но незначительно для металлов с малым атомным весом.

3) С помощью метода сцинтилляций Гейгер провел тщательное измерение рассеяния α-частиц при прохождении через тонкие слои металлической фольги и определил наиболее вероятный угол, под которым отклоняются α-частицы. проходя через различного рода вещества известной толщины.

В качестве источника использовался пучок однородных α-лучей. Непосредственно определялось общее количество α-частиц, рассеянных на различные углы после прохождения через фольгу. Наиболее вероятным считался угол, под которым рассеивается максимальное число частиц. Была определена зависимость наиболее вероятного угла рассеяния от толщины вещества, однако расчет по этим данным до некоторой степени усложняется за счет изменения скорости α-частиц при прохождении через рассеивающее вещество. Рассмотрение кривой распределения α-частиц. приведенное в статье [2], показывает, что угол, под которым рассеивается половина всех частиц, примерно на 20% больше наиболее вероятного угла.

Мы уже видели, что сложное рассеяние может играть существенную роль в том случае, когда около половины всех частиц рассеивается под данным углом, и в таких случаях трудно различить относительный вклад каждого вида рассеяния. Приблизительная оценка может быть дана следующим образом: соотношение между вероятностями p_1 и p_2 для сложного и однократного рассеяний (см. § 5) определяется выражением

$$p_2 \ln p_1 = -0,721.$$

Вероятность q совместного действия этих эффектов в первом приближении может быть вычислена следующим образом:

$$q = \left(p_1^2 + p_2^2\right)^{1/2}.$$

Если $q = 0,5$, то из этого следует

$$p_1 = 0,2 \text{ и } p_2 = 0,46.$$

Мы видели, что вероятность однократного отклонения на угол, больший φ, составляет

$$p_2 = \frac{\pi}{4} ntb^2 ctg^2 \frac{\phi}{2}.$$

Так как в рассматриваемых экспериментах φ сравнительно мало, то

$$\frac{\phi\sqrt{p_2}}{\sqrt{\pi nt}} = b = \frac{2NeE}{mu^2}.$$

Гейгер показал, что наиболее вероятный угол рассеяния α-лучей при прохождении сквозь золотую пластинку, толщина которой по тормозной способности эквивалентна 0,76 *см* воздуха, составляет 1°40'. Тем самым угол φ, в пределах которого поворачивается половина α-частиц, приблизительно равен 2°; t = 0,00077 *см*; $n = 6{,}07\cdot10^{22}$; u (средняя величина) = $1{,}8\cdot10^{9}$; $E/m = 1{,}5\cdot10^{14}$ *эл.-стат. ед.*; $e = 4{,}65\cdot10^{-10}$.

Принимая вероятность однократного рассеяния равной 0,46 и подставляя эти величины в формулу, получим, что для золота N = 97. Как установил Гейгер, для толщины золотой пластинки, эквивалентной по тормозной способности 2,12 *см* воздуха, наиболее вероятный угол составляет 3°40'. В этом случае t = 0,00047 *см*; φ = 4°,4; среднее $u = 1{,}7\cdot10^{9}$, а N = 114.

Гейгер показал, что наиболее вероятный угол отклонения на атоме примерно пропорционален его атомному весу. Следовательно, величина N для различных атомов должна быть приблизительно пропорциональна их атомным весам, во всяком случае в диапазоне атомных весов между золотом и алюминием.

Поскольку атомные веса золота и платины почти равны, то из этих рассуждений следует, что как величина диффузного рассеяния α-частиц на золоте на угол, больший 90°, так и величина малого угла рассеяния пучка α-лучей при прохождении через золотую фольгу объясняется гипотезой однократного рассеяния, если предположить, что центральный заряд атома золота примерно равен 100 e.

4) Теперь рассмотрим, насколько результаты экспериментов Кроусера по рассеянию на разных веществах β-частиц различных скоростей могут быть объяснены на основе общей теории однократного рассеяния. Согласно этой теории часть β-частиц p, которая поворачивается на угол, больший φ, определяется выражением

$$p = \frac{\pi}{4} ntb^2 ctg^2 \frac{\phi}{2}.$$

В большинстве опытов Кроусера φ достаточно мало, так что tg φ/2 без больших погрешностей можно принять равным φ/2. Следовательно, $\varphi^2 = 2\pi ntb^2$, если p =1/2.

По теории сложного рассеяния, как мы уже видели, вероятность p_1 того, что отклонение частиц будет превышать φ, равна

$$\frac{\phi^2}{\ln p_1} = -\frac{9\pi^3}{64} ntb^2.$$

В экспериментах Кроусера толщина t вещества была определена так, что $p1 = 1/2$, поэтому

$$\phi^2 = 0{,}96 \cdot \pi ntb^2.$$

Таким образом, для вероятности p_1 = 1/2 теория однократного и сложного рассеяний дает одну и ту же формулу, и различаются они лишь величиной константы. Ясно, что основные соотношения теории сложного рассеяния Дж. Дж. Томсона, проверенные экспериментально Кроусером, справедливы и в теории однократного рассеяния.

Например, если t_m — толщина, при которой половина всех частиц рассеивается под углом φ, то, как показал Кроусер, $\phi / \sqrt{t_m}$, а также $\frac{mu^2}{E}\sqrt{t_m}$ постоянны для данного вещества при фиксированном φ. Эти выводы справедливы и по теории однократного рассеяния. Несмотря на кажущееся сходство по форме, эти две теории фундаментально различны. В одном случае наблюдающиеся эффекты обусловлены суммарным действием малых отклонений, тогда как во втором случае большие отклонения, по предположению, есть результат однократных столкновений. В тех случаях, когда вероятность отклонения на угол, больший φ, мала, распределение рассеянных частиц по этих двум теориям совершенно различно.

Мы уже видели, что измеренное Гейгером распределение рассеянных α-частиц под разными углами находится в хорошем согласии с теорией однократного рассеяния, и это распределение нельзя объяснить по теории сложного рассеяния. Так как имеется серьезное основание считать, что законы рассеяния α- и β-частиц весьма похожи, то закон распределения рассеянных β-частиц должен быть тем же, что и для α-частиц при малой толщине вещества. Величина mu^2/E для β-частиц в большинстве случаев значительно меньше, чем соответствующая величина для α-частиц, поэтому вероятность больших однократных отклонений β-частиц при прохождении данной толщины вещества намного больше, чем для α-частиц. Так как по теории однократного рассеяния доля общего количества частиц, которые отклоняются под определенным углом, пропорциональна kt (где t, по предположению, малая толщина; k — константа), то число частиц, не отклонившихся под этим углом, пропорционально $1 — kt$. На основе теории сложного рассеяния Дж. Дж. Томсона получим, что вероятность отклонения на угол, меньший φ, пропорциональна $1 — e^{-\mu/t}$, где μ — постоянная величина при любом заданном угле φ.

Справедливость последней формулы была проверена Кроусером путем измерения электрическим методом части I/I_0 рассеянных β-частиц, прошедших через круглое отверстие, образующее с рассеивающим веществом угол 36°. Если

$$\frac{I}{I_0} = 1 - e^{-\mu/t},$$

то значение I должно вначале уменьшаться очень медленно при увеличении t

Используя в качестве рассеивающего вещества алюминий, Кроусер установил, что изменение I/I_0 находится в хорошем соответствии с теорией при малых значениях t. Однако при однократных рассеяниях, что несомненно происходит в случае α-лучей, зависимость I/I_0 от t должна быть в начальных стадиях почти линейной. Опыты Марсдена [6] по рассеянию β-лучей хотя и проводились не со столь малыми толщинами алюминия, какие использовал Кроусер, определенно подтверждают такой вывод. Учитывая важное значение этого вопроса, желательно продолжить соответствующие эксперименты.

На основании приведенных Кроусером значений $\phi / \sqrt{t_m}$ для различных элементов для β-лучей, обладающих скоростью $2{,}68 \cdot 10^{10}$ *см/сек*, по теории однократного рассеяния может быть рассчитана величина центрального заряда. Предположим, как и в случаях с α-частицами, что для данного значения $\phi / \sqrt{t_m}$ доля β-частиц, отклоненных при однократном рассеянии на угол, больший φ, равна 0,46 вместо 0,5. В табл. 2 приведены рассчитанные по результатам Кроусера значения *N*.

Таблица 2

Элемент	Атомный вес	$\phi / \sqrt{t_m}$	N
Алюминий	27	4,25	22
Медь	63,2	10,0	42
Серебро	108	15,4	78
Платина	194	29,0	138

Следует напомнить, что на основании результатов по рассеянию α-лучей для золота получены два значения N: 97 и 114. Эти числа немного меньше приведенной величины для платины (138), атомный вес которой почти не отличается от атомного веса золота. Принимая во внимание неопределенности, имеющиеся в расчетах по экспериментальным данным, можно считать это согласие достаточно убедительным показателем того, что как для α-частиц, так и для β-частиц справедливы одни и те же общие законы рассеяния, несмотря на большие различия в относительной скорости и массе.

Как и в случае α-частиц, величина *N* проще всего должна определяться для любого данного элемента по измерению малой доли падающих β-частиц, рассеянных под большим углом. В таком случае мы избегаем возможных ошибок, связанных с малым рассеянием.

Данные по рассеянию β-лучей, как и для α-лучей, показывают, что центральный заряд в атоме приблизительно пропорционален атомному весу. Это совпадает с экспериментальными выводами Шмидта [7]. В своей теории абсорбции β-лучей он предположил, что при прохождении тонкого слоя вещества небольшая доля (α) частиц задерживается, а небольшая доля (β) частиц отклоняется или рассеивается обратно в направлении падения. Из сравнения кривых поглощения для различных элементов Шмидт сделал вывод, что константа β для различных элементов пропорциональна nA^2, где n — количество атомов в единице объема, а *A* — атомный вес элемента. Именно это соотношение вытекает и из теории однократного рассеяния, если центральный заряд атома пропорционален его атомному весу.

§ 7. Общие соображения

При сопоставлении излагаемой в данной статье теории с экспериментальными результатами предполагалось, что атом состоит из сконцентрированного в точке центрального заряда и что большие однократные отклонения α- и β-частиц обусловлены главным образом воздействием сильного центрального поля, через которое эти частицы проходят. Влиянием равного, но противоположного по знаку компенсирующего заряда, по предположению равномерно распределенного внутри сферы, мы пренебрегли.

Рассмотрим кратко некоторые данные, поддерживающие сделанные предположения. Для определенности рассмотрим прохождение быстродвижущейся α-частицы сквозь атом, имеющий положительный центральный заряд Ne, который окружен компенсирующим зарядом N электронов. Помня, что масса, импульс и кинетическая энергия α-частиц намного больше соответствующих величин для быстродвижущегося электрона, из соображений динамики кажется невозможным, чтобы α-частица могла отклониться под большим углом вследствие того, что близко подошла к электрону, даже если он быстро движется и удерживается большими электрическими силами. Разумно предположить, что вероятность однократных отклонений на большой угол в данном случае если и не равна нулю, то должна быть чрезвычайно мала по сравнению с рассеянием на центральном заряде.

Интересно проверить, насколько экспериментальные данные позволяют решить вопрос о размерах центрального заряда. Пусть, например, центральный заряд состоит из N единичных зарядов, распределенных по такому объему, что большое однократное отклонение обусловлено главным образом составляющими зарядами, а не внешним полем, образованным этими зарядами. В § 3 было показано, что доля α-частиц, рассеянных под большим углом, пропорциональна $(NeE)^2$, где Ne — сосредоточенный в точке центральный заряд, а E — заряд отклоненной частицы. Если, однако, эти заряды расположены в отдельных точках, то доля α-частиц, рассеянных под данным углом, пропорциональна Ne^2, а не N^2e^2 . В этом расчете пренебрегается влиянием массы составных частиц и учитывается лишь действие электрического поля.

Было показано, что величина центрального точечного заряда для золота равна 100, поэтому величина распределенного заряда, необходимая для создания той же относительной доли однократных отклонений на большой угол, должна быть равна 10000. В этих условиях масса составляющих частиц должна быть мала по сравнению с массой α-частиц, и сразу же возникают трудности получения больших однократных отклонений. Кроме того, при столь большом распределенном заряде относительная роль сложного рассеяния окажется более значительной, нежели однократного. Например, вероятный малый угол отклонения пучка α-частиц, проходящих через тонкую золотую фольгу, должен быть намного больше наблюдавшегося экспериментально Гейгером (см. п. 2 и 3, стр. 216). Таким образом, рассеяние на большой и малый углы нельзя объяснить на основе предположения о центральном заряде одной и той же величины.

При рассмотрении данных в целом, по-видимому, наиболее простым является предположение, что атом имеет центральный заряд, распределенный по очень малому объему, и что большие однократные отклонения обусловлены центральным зарядом в целом, а не его составными частями. В то же время экспериментальные данные недостаточно точны, чтобы можно было отрицать возможность существования небольшой части положительного заряда в виде спутников, находящихся на некотором расстоянии от центра. Доказательство этой точки зрения можно получить путем проверки того, требуется ли тот же самый центральный заряд для объяснения больших однократных отклонений α- и β-частиц; α-частицы должны подходить ближе к центру атома, чем β-частицы средней скорости, чтобы подвергнуться тому же большому отклонению.

Имеющиеся данные показывают, что величина этого центрального заряда для различных атомов приблизительно пропорциональна их атомным весам, по крайней мере для атомов тяжелее алюминия. Весьма интересно проверить экспериментально, справедливо ли такое же простое соотношение и для легких атомов. В тех случаях, когда масса отклоняющего атома (например, водорода, гелия, лития) не очень отличается от массы α-частицы, общая теория однократного рассеяния нуждается в модификации, так как необходимо учесть движение самих атомов (см. § 4).

Интересно отметить, что Нагаока [8] математически рассмотрел атом «Сатурния», который, по его предположению, состоит из центральной притягивающей массы, окруженной кольцами вращающихся электронов. Он показал, что такая система устойчива, если сила притяжения велика. С излагаемой в настоящей статье точки зрения вероятность большого отклонения практически не должна измениться от того, рассматривается ли атом как диск или как сфера. Следует отметить, что найденное приближенное значение центрального заряда атома золота ($100e$) примерно совпадает с тем значением, которое имел бы атом золота, состоящий из 49 атомов гелия, несущих каждый заряд $2e$. Быть может, это лишь совпадение, но оно весьма заманчиво с точки зрения испускания радиоактивным веществом атомов гелия, несущих две единицы заряда.

Обсуждавшиеся до сих пор выводы из теории не зависели от знака центрального заряда, и пока не найдено определенных данных, позволяющих решить вопрос о знаке заряда. Быть может, вопрос о знаке можно будет решить исследованием разницы в законах поглощения β-частиц, так как уменьшение скорости β-частиц за счет излучения должно быть более заметно при положительном центре, чем при отрицательном. Если центральный заряд положительный, то, как легко заметить, положительно заряженная масса, выбрасываемая из центра тяжелого атома, при движении через электрическое поле приобретает большую скорость. Таким образом, быть может, окажется возможным объяснить высокую скорость испускания α-частиц, избежав предположения, что они первоначально внутри атома находятся в быстром движении.

Дальнейшее обсуждение применения этой теории к тем или иным вопросам мы отложим до следующей статьи, когда экспериментально будут проверены основные выводы теории. Эксперименты в этом направлении уже проводятся Гейгером и Марсденом.

Philos. Mag. 6, 21

ЛИТЕРАТУРА

1. Geiger #., Marsden E. Proc. Roy. Soc. A, 1909, 82, 495.
2. Geiger H. Proc. Roy. Soc. A, 1910, 83, 492.
3. Thomson J. J. Cambridge Liter, and Philos. Soc., 1910, 25 pt 5.
4. Crowther J. Proc. Roy. Soc. A, 1910, 84, 226.
5. Geiger H. Manchester Liter, and Philos. Soc., 1910.
6. Marsden E. Philos. Mag., 1909, 18, 909.
7. Schmidt H. Ann. Phys., 1907, 4, 23, 671.
8. Nagaoka. Philos. Mag., 1904, 7, 445.