

Лабораторная работа № 18

Опыт Резерфорда

- I Цель работы
- II Теоретическая часть
 - § 1 Введение
 - § 2 Рассеяние α -частиц
 - § 3 Дифференциальное сечение рассеяния
 - § 4 Формула Резерфорда
- III Экспериментальная часть
 - § 1 Методика эксперимента
 - 1) Измеряемые величины
 - 2) Вычисление погрешностей
 - 3) Ошибка, вносимая геометрией эксперимента
 - § 2 Приборы и оборудования
 - 1) Установка
 - 2) Основные параметры камеры
 - 3) Задание

I Цель работы

- Проверка формулы Резерфорда.
- Определение минимального расстояния, на которое α -частица приближается к ядру при рассеянии на угол θ .

II Теоретическая часть

§ 1 Введение

В 1909 г. в кабинет Эрнеста Резерфорда заглянул его ассистент Ханс Гейгер. «Не кажется ли Вам. — обратился он к учёному, — что молодой Марсден, которого я обучаю методам исследования радиоактивности, должен начать небольшое самостоятельное исследование?» Резерфорд согласился и предложил поручить ему понаблюдать, не рассеиваются ли α -частицы, проходящие через тонкую металлическую фольгу, на большие углы.

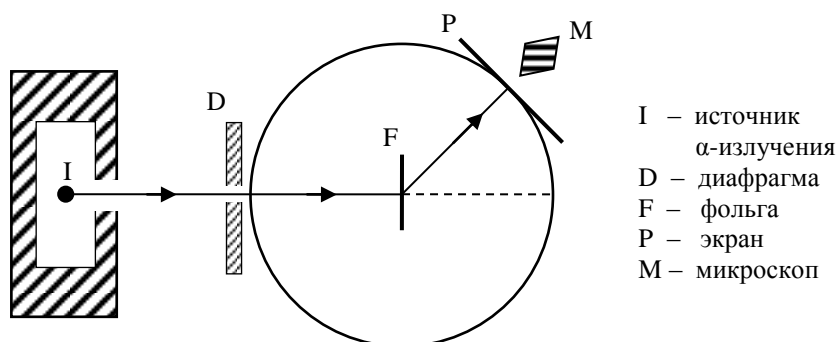


Рис. 1 Схема опыта Резерфорда

Х. Гейгер и Э. Марсден приступили к экспериментам. В используемой ими установке испускаемый радиоактивным препаратом узкий пучок α -частиц проходил через тонкую фольгу, после чего попадал на экран, покрытый сернистым цинком (см Рис. 1). При ударе об экран частицы вызывали слабые вспышки света — сцинтилляции, которые можно было

наблюдать в темноте через микроскоп. Конструкция прибора позволяла поворачивать микроскоп вместе с экраном вокруг вертикальной оси, проходящей через центр установки, и подсчитывать число α -частиц, рассеянных под разными углами. Каково же было удивление экспериментаторов, когда они обнаружили, что примерно одна из каждых 20 тыс. α -частиц рассеивается на угол $\theta > 90^\circ$!

Такой результат потряс Резерфорда. Впоследствии он вспоминал: «Это было почти столь же неправдоподобно, как если бы вы произвели выстрел по обрывку папиросной бумаги 15-дюймовым снарядом, а он бы вернулся назад и угодил в вас». После продолжительных размышлений Резерфорд пришел к выводу: «Поскольку масса, импульс и кинетическая энергия α -частицы очень велики по сравнению с соответствующими величинами для электрона, представляется невозможным, чтобы α -частица могла отклониться на большой угол при сближении с электроном. По-видимому, проще всего предположить, что атом содержит центральный заряд, распределённый в очень малом объёме». Этот центральный заряд в 1912 г. Резерфорд назвал ядром. Размер ядра ничтожно мал — $R \sim 10^{-13}$ см, что на пять порядков меньше размеров самого атома ($R \sim 10^{-8}$ см).

Большинство α -частиц относительно свободно проходят через тонкий слой вещества, так как столкновение с электроном (масса которого много меньше массы α -частицы) не отклоняет частицу от прямолинейного направления, а столкновение с центральными положительными зарядами редки, ибо их поперечные размеры очень малы.

Таким образом, α -частицы, обладая большой скоростью и массой много большей массы электрона, будут рассеиваться в результате взаимодействия с ядром, а характер рассеяния должен описываться кулоновским потенциалом (обе частицы заряжены). Именно это и было обнаружено в опыте Резерфорда.

§ 2 Рассеяние α -частиц

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

Пусть в точке 0 (см Рис. 2) расположено рассеивающее ядро с зарядом Z_1 . К ядру приближается α -частица с кинетической энергией $\frac{mv_0^2}{2}$.

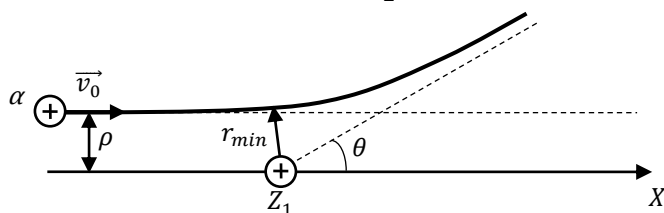


Рис. 2 Схема рассеяния α -частиц на ядре атома мишени.

Сделаем следующие предположения:

- 1) будем учитывать только упругие столкновения (внутреннее состояние сталкивающихся частиц не меняется)
- 2) массу ядра будем считать много большей массы α -частицы (ядро неподвижно)
- 3) между α -частицей и ядром мишени действует кулоновская сила отталкивания (сила взаимодействия обратно пропорциональна квадрату расстояния между ядром и частицей)

Отклонения α -частиц обусловлены воздействием на них со стороны атомных ядер. Когда частица пролетает вблизи ядра, на нее действует кулоновская сила отталкивания. В этом случае траектория частицы представляет собой гиперболу.

Угол между асимптотами гиперболы обозначим через θ . Этот угол характеризует отклонение частицы от первоначального направления и называется углом рассеяния. Расстояние ρ от ядра до первоначального направления полета α -частицы называется прицельным параметром. Чем ближе пролетает частица от ядра (чем меньше ρ), тем, естественно, сильнее она отклоняется (тем больше θ).

Введем полярную систему координат (φ, r) . Законы сохранения энергии и момента количества движения запишутся в виде:

$$\begin{cases} \frac{m}{2}(\dot{r}^2 + r^2\dot{\varphi}^2) + \frac{Z_1 Z_2}{r} = \frac{mv_0^2}{2} \\ mr^2\dot{\varphi} = mv_0\rho \end{cases} \quad (1)$$

где r, φ – координаты α -частицы; m – масса α -частицы; Z_2 – заряд α -частицы; v_0 – скорость α -частицы вдали от ядра; ρ – прицельный параметр; Z_1 – заряд ядра.

Заряд ядра $Z_1 = e \cdot Z$, где e – заряд электрона, Z – количество протонов в ядре, а заряд α -частицы $Z_2 = 2e$. Отсюда получаем:

$$\rho = \frac{2Ze^2}{mv_0^2} \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (2)$$

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

$$r_{min} = \frac{2Ze^2}{mv_0^2} \left(1 + \sqrt{1 + \left(\frac{mv_0^2}{2Ze^2} \right)^2 \rho^2} \right) \quad (3)$$

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

$$r_{min} = \frac{2Ze^2}{mv_0^2} \cdot \frac{1 + \sin \frac{\theta}{2}}{\sin \frac{\theta}{2}} \quad (4)$$

Из (4) можно получить значение минимального расстояния, на которое α -частица приближается к ядру при рассеянии на угол θ . При лобовом столкновении α -частицы и ядра ($\rho = 0, \theta = 0$) минимальное расстояние будет:

$$r_{min}^{\rho=0} = \frac{4Ze^2}{mv_0^2} \quad (5)$$

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

§ 3 Дифференциальное сечение рассеяния

При рассеянии потока α -частиц на рассеивающем ядре отдельные α -частицы имеют различные прицельные параметры и рассеиваются под различными углами. На Рис. 3 изображено рассеяние двух α -частиц на одном ядре. Регистрация рассеянных частиц обычно осуществляется в области, ограниченной углами $\theta \rightarrow \theta + d\theta$ и $\psi \rightarrow \psi + d\psi$, выделяющими элемент телесного угла $d\Omega$ (в нем на расстоянии R от рассеивающего центра находится детектор).

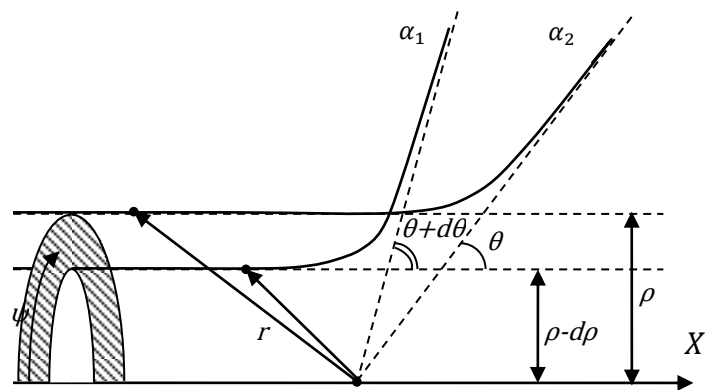


Рис. 3 Рассеяние двух α -частиц на ядре

Отношение числа частиц dJ , рассеянных в единицу времени (потока частиц) под углом θ в элемент телесного угла $d\Omega$, к j плотности потока падающих частиц, т.е.

$$d\sigma = \frac{dJ}{j} \quad (6)$$

связано с вероятностью рассеяния α -частиц на ядре под углом θ в элемент телесного угла $d\Omega$.

Это отношение (6) называется дифференциальным сечением рассеяния. Оно доступно экспериментальному определению.

Из Рис. 3 видно, что частицы, попавшие в телесный угол $d\Omega$, 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 площади в единицу времени, равно $dJ = j\rho d\rho d\psi$. Отсюда

$$d\sigma = \frac{dJ}{j} = \rho d\rho d\psi \quad (7)$$

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

$$d\sigma = \frac{dJ}{j} = \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (8)$$

где $d\Omega = \sin \theta d\theta d\psi = \frac{dS}{R^2}$, S - площадь детектора, R - его расстояние от мишени.

§ 4 Формула Резерфорда

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

$$n = n_0 SL \quad (9)$$

где S - площадь мишени; L - ее толщина; n_0 - число рассеивающих центров в единице объема мишени.

Таким образом, в эксперименте определяется сечение dQ , равное

$$dQ = \frac{dJ'}{j} = n_0 SL d\sigma = n d\sigma = n \cdot \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (10)$$

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

Выражения 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.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dQ}{n d\Omega} = \frac{dJ'}{n j d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (11)$$

Формула

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (12)$$

имеет специальное название – формула Резерфорда, ей мы и будем пользоваться при обработке результатов измерений.

Формула Резерфорда подвергалась тщательной экспериментальной проверке. Во всех случаях рассеяния на тяжелых ядрах (большое Z) наблюдалось хорошее согласие экспериментальных результатов с требованиями теории. Однако при изучении рассеяния α -частиц на легких 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.

III Экспериментальная часть

§ 1 Методика эксперимента

Измеряемые величины

Среди возможных схем экспериментов по проверке выводов Резерфорда наиболее простой является следующая: пучок α -частиц от источника, попадая на металлическую фольгу, рассеивается. Число частиц, рассеянных в данном направлении, определяется детектором. Дифференциальное сечение рассеяния в единичный телесный угол определяется следующим образом:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dJ'}{n j d\Omega} \quad (13)$$

При этом необходимо измерить следующие величины:

1) j – плотность потока α -частиц, падающих на мишень. Для этого нужно в отсутствие фольги измерить интенсивность J_0 прямого пучка α -частиц от источника. Затем, зная S_M – площадь мишени, ограниченной диафрагмой, рассчитать плотность потока частиц ($j = \frac{J_0}{S_M}$);

2) dJ' – число частиц, рассеянных в единицу времени (поток частиц) в элемент телесного угла $d\Omega$ под различными углами θ . Для этого в пучок α -частиц вводится мишень и измеряется интенсивность dJ' рассеянного под различными углами пучка;

3) n – количество рассеивающих центров;

4) $d\Omega$ – телесный угол.

Вычисление погрешности

Для определения относительной ошибки эксперимента при определении величины $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, нужно найти среднюю квадратичную погрешность $\Delta^2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$. Исходя из (13) средняя квадратичная ошибка в дифференциальном сечении $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ равна:

$$\Delta^2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left\{\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial(dJ')}\right\}^2 \Delta^2(dJ') + \left\{\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial j}\right\}^2 \Delta^2(j) + \left\{\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial(n)}\right\}^2 \Delta^2(n) + \left\{\frac{\partial\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\partial(d\Omega)}\right\}^2 \Delta^2(d\Omega) \quad (14)$$

Проанализируем каждый из вкладов.

a) *Погрешность, вносимая dJ' .*

Преобразуем формулу (10):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{dJ'}{n j d\Omega} = \left(\frac{Ze^2}{mv_0^2}\right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (15)$$

Величина dJ' в первую очередь зависит от θ :

$$dJ' \sim \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (16)$$

Если источник, диафрагму и детектор сократить до точечных размеров, то в условиях такого идеального эксперимента все α -частицы, попадающие в детектор, при фиксированном его положении (угол θ задан) двигались бы по одним и тем же траекториям. В реальном эксперименте размеры источника, диафрагмы, детектора конечны. При заданном положении детектора в него будут попадать частицы, двигающиеся по различным траекториям: будут попадать частицы с углами рассеяния, лежащими в пределах $[\theta, \theta + \Delta\theta]$. Определение $\Delta\theta$ и даст максимальную ошибку в определении угла θ . Обозначим коэффициент пропорциональности в (16) за k :

$$\frac{\partial(dJ')}{\partial\theta} = -4 \cdot \frac{k}{\sin^5 \frac{\theta}{2}} \cdot \cos \frac{\theta}{2} \cdot \frac{1}{2} = -2 \cdot \frac{k}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} = -2 \cdot dJ' \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \quad (17)$$

Тогда ошибка, вносимая геометрией эксперимента, равна:

$$\Delta_1(dJ') = -2 \cdot dJ' \cdot \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \Delta(\theta) \quad (18)$$

Ошибка в определении dJ' не ограничивается только геометрией эксперимента. Колебания интенсивности источника α -частиц, вызванные случайным характером радиоактивного распада, приводят к значению средней квадратичной погрешности интенсивности:

$$\Delta_2(dJ') = \sqrt{\frac{dJ'}{t_1}} \quad (19)$$

где t_1 - время регистрации (экспозиция) рассеянных под углом θ α -частиц.

Таким образом, средняя квадратичная ошибка для dJ' определится соотношением:

$$\Delta(dJ') = \sqrt{(dJ')^2 \cdot 4 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) + \frac{dJ'}{t_1}} \quad (20)$$

б) Погрешность, вносимая j .

Средняя квадратичная ошибка в определении плотности потока j прямого пучка обусловлена статистическим характером радиоактивного распада и равна

$$\Delta(j) = \sqrt{\frac{j}{tS_M}} \quad (21)$$

где t - время регистрации пучка нерассеянных α -частиц, S_M - площадь мишени.

в) Погрешность, вносимая n , $d\Omega$.

Величины n и $d\Omega$ возможно измерить настолько точно, что погрешности, вносимые n и $d\Omega$ будут малы, и ими можно будет пренебречь.

г) Относительная погрешность $\frac{d\sigma}{d\Omega}$.

Итак, получаем формулу для определения средней квадратичной погрешности $\Delta^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)$:

$$\Delta^2 \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = \left\{ \frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial(dJ')} \right\}^2 \Delta^2(dJ') + \left\{ \frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial j} \right\}^2 \Delta^2(j) \quad (22)$$

Определим производные $\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial(dJ')}$ и $\frac{\partial \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)}{\partial j}$ из (13):

$$\begin{aligned}\Delta^2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) &= \left\{\frac{1}{n j d\Omega}\right\}^2 \cdot \Delta^2(dJ') + \left\{\frac{dJ'}{n j^2 d\Omega}\right\}^2 \cdot \Delta^2(j) = \\ &= \left\{\frac{dJ'}{n j d\Omega}\right\}^2 \cdot \left[\frac{1}{(dJ')^2} \cdot \Delta^2(dJ') + \frac{1}{j^2} \cdot \Delta^2(j)\right]\end{aligned}\quad (23)$$

Подставим найденные значения средних квадратичных ошибок для dJ' и j :

$$\Delta^2\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \left\{\frac{dJ'}{n j d\Omega}\right\}^2 \cdot \left[4 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) + \frac{1}{dJ't_1} + \frac{1}{tjS_M}\right]\quad (24)$$

Тогда величина относительной ошибки измерений:

$$\delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \frac{\Delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)}{\frac{d\sigma}{d\Omega}} = \sqrt{4 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) + \frac{1}{dJ't_1} + \frac{1}{tjS_M}}\quad (25)$$

д) Определение экспозиции

Учтя, что обычно $j \gg dJ'$, из (25) получим:

$$\delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right) = \sqrt{4 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) + \frac{1}{dJ't_1}}\quad (26)$$

Соотношение (26) используем для определения экспозиции для различных углов рассеяния. Очевидно, что эксперимент следует выполнять так, чтобы можно было пренебречь вторым членом в (26).

Таким образом, относительная ошибка $\delta\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)$ будет зависеть только от геометрии эксперимента при условии:

$$4 \operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) \approx 10 \cdot \frac{1}{dJ't_1}$$

Отсюда

$$t_1 = \frac{2,5}{\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot \Delta^2(\theta) dJ'}\quad (27)$$

Ошибка, вносимая геометрией эксперимента

В выражении (27) пока не определена средняя квадратичная ошибка $\Delta(\theta)$. Для ее определения представим схему геометрии эксперимента так, как это изображено на Рис. 4. Здесь X_1 , - координата точки вылета α -частицы из источника; X_2 - координата точки пролета α -частицы через мишень; X_3 - координата точки попадания α -частицы в детектор; $d_1 = d_2 = d_3 = d$ - диаметры источника, диафрагмы, мишени, детектора соответственно; l_1, l_2 - расстояния между источником и мишенью, между мишенью и детектором соответственно; θ_0 - угол рассеяния при идеальной геометрии эксперимента; θ - истинный угол рассеяния некоторой произвольной частицы.

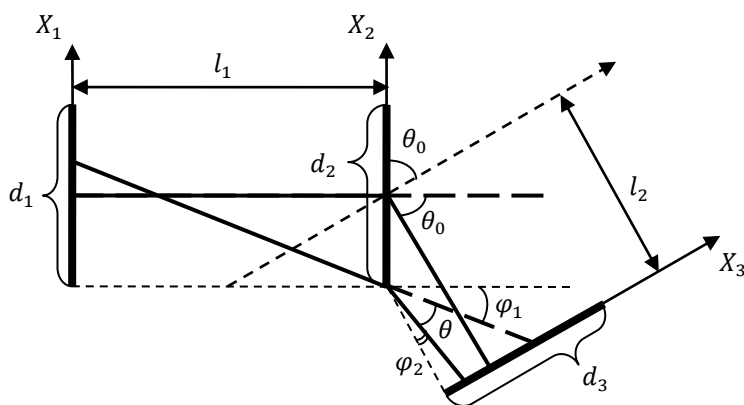


Рис. 4 Схема геометрии эксперимента

Траектория или угол рассеяния θ однозначно определяются заданием трех координат (X_1, X_2, X_3). Из Рис. 4 видно: $\theta = \theta_0 - (\varphi_1 + \varphi_2)$, а так же:

$$\begin{cases} \varphi_1 = \operatorname{arctg} \left| \frac{X_2 - X_1}{l_1} \right| \\ \varphi_2 = \operatorname{arctg} \left| \frac{X_2 \cos \theta_0 - X_3}{l_2 - \left(\frac{d}{2} - X_2\right) \sin \theta_0} \right| \end{cases} \quad (28)$$

Из формулы (28) следует, что максимальная погрешность в определении угла:

$$\max |\theta - \theta_0| \approx \operatorname{arctg} \frac{d}{l_1} + \operatorname{arctg} \frac{d}{l_2} \approx d \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2} \right) \quad (29)$$

Средняя квадратичная ошибка в определении угла θ :

$$\Delta\theta = \sqrt{\left(\frac{\partial\theta}{\partial X_1}\right)^2 \Delta^2(X_1) + \left(\frac{\partial\theta}{\partial X_2}\right)^2 \Delta^2(X_2) + \left(\frac{\partial\theta}{\partial X_3}\right)^2 \Delta^2(X_3)} \quad (30)$$

где производные берутся по средним значениям координаты X .

Учитывая, что обычно $d \ll l$, из (28) следует:

$$\begin{cases} \left| \frac{\partial\theta}{\partial X_1} \right|_{(0,0,0)} \approx \frac{1}{l_1} \\ \left| \frac{\partial\theta}{\partial X_2} \right|_{(0,0,0)} \approx \frac{1}{l_1} + \frac{\cos \theta_0}{l_2} \\ \left| \frac{\partial\theta}{\partial X_3} \right|_{(0,0,0)} \approx \frac{1}{l_2} \end{cases} \quad (31)$$

Полагая, что вероятность прохождения частицы по траектории (X_1, X_2, X_3) не зависит от координаты (X_1, X_2, X_3) , т.е. $W(X_1, X_2, X_3) = I$, найдем $\Delta^2(X_1)$, $\Delta^2(X_2)$, $\Delta^2(X_3)$:

$$\Delta^2(X_1) = \frac{1}{d_1} \int_0^{d_1} \left(X - \frac{d}{2}\right)^2 W(X) dX = \frac{d_1^2}{12} \quad (32)$$

Аналогичным образом получим, что

$$\Delta^2(X_1) = \Delta^2(X_2) = \Delta^2(X_3) = \frac{d^2}{12} \quad (33)$$

Подставляя (31) и (33) в (30), получим:

$$\Delta\theta \approx \sqrt{\frac{d^2}{12} \left[\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_2}\right)^2 \right]} \quad (34)$$

Определив $\Delta\theta$, приведем соотношение (27) для времени регистрации t_1 рассеянных частиц к виду:

$$t_1 = \frac{2,5}{\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot dJ' \cdot \frac{d^2}{12} \left[\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_2}\right)^2 \right]} \quad (35)$$

Тогда необходимое количество зарегистрированных частиц:

$$dN' = dJ' \cdot t_1 = \frac{30}{\operatorname{ctg}^2 \frac{\theta}{2} \cdot d^2 \cdot \left[\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_2}\right)^2 \right]} \quad (36)$$

Таким образом, относительная ошибка эксперимента при определении величины дифференциального сечения рассеяния в единичный телесный угол равна:

$$\delta \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) = 2 \operatorname{ctg} \frac{\theta}{2} \cdot \frac{d^2}{12} \left[\left(\frac{1}{l_1}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_1} + \frac{1}{l_2}\right)^2 + \left(\frac{1}{l_2}\right)^2 \right] \quad (37)$$

Установка.

Основными элементами установки являются вакуумная камера, в которой размещены источник α -частиц, платиновая мишень и полупроводниковый детектор; пересчетное устройство и источник питания.

Камера представляет собой полый металлический цилиндр с прозрачной плексигласовой крышкой.

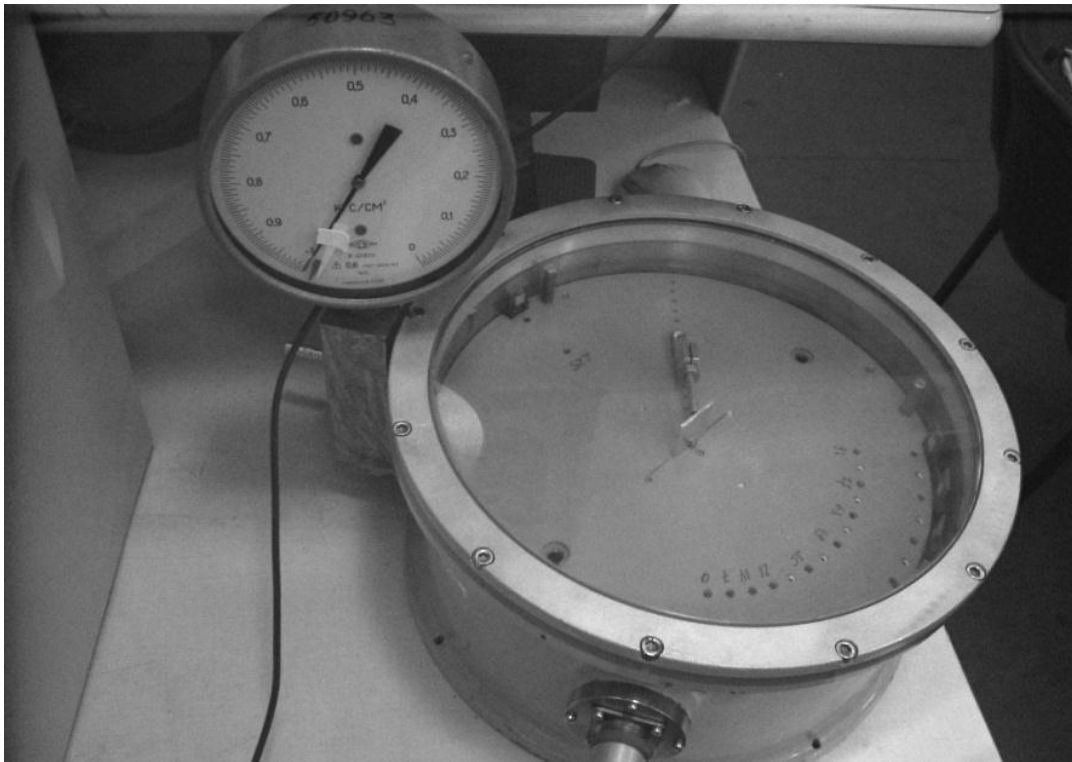


Рис. 5 Фото установки

Внутри камеры параллельно ее дну укреплен диск. На диске установлены детекторы, мишень и источник α -частиц:

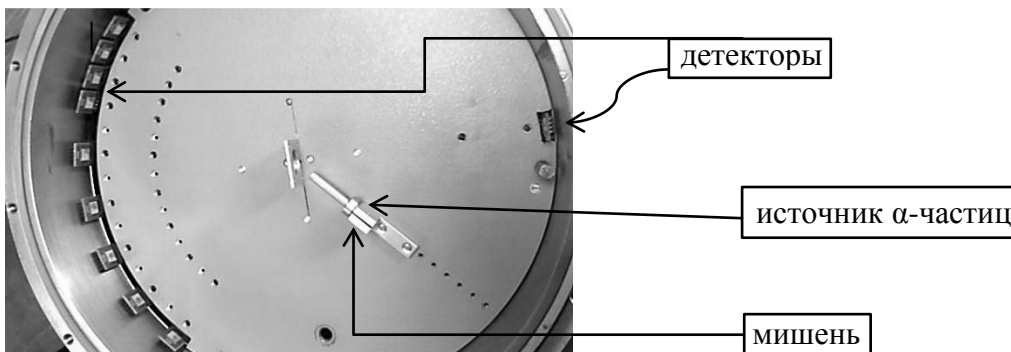


Рис. 6 Диск

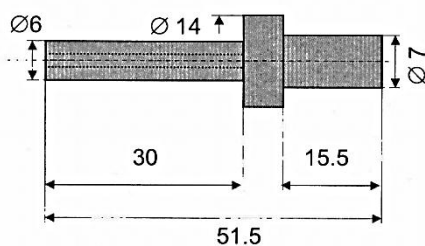


Рис. 7 Источник

Радиоактивным веществом источника α -частиц является плутоний ^{238}Pu . Диаметр выходного отверстия коллиматора составляет 6 мм. Энергия вылетающих α -частиц с вероятностью 30% составляют 5,456 МэВ, а с вероятностью 70% - 5,499 МэВ

Мишень представляет собой

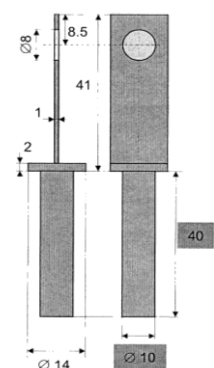


Рис. 8 Мишень

платиновый диск диаметром 8 мм и толщиной 1 мкм.

Для регистрации α -частиц в работе используется полупроводниковый золото-кремниевый счетчик поверхностно-барьерного типа (ДКПС-25).

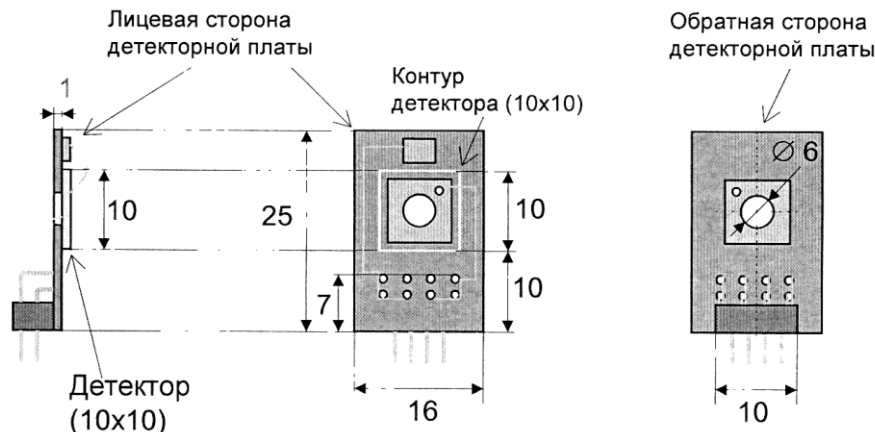


Рис. 9 Схема детектора

Выход камеры подсоединен к зарядочувствительному усилителю (ЗЧУ). Далее от ЗЧУ сигнал подается на пересчетный прибор ПП-12.

Основные параметры камеры:

- углы $0^\circ, 7^\circ, 14^\circ, 21^\circ, 35^\circ, 49^\circ, 63^\circ, 77^\circ, 91^\circ, 225^\circ$
- расстояния между источником и мишенью $l_1 = 65\text{ мм}$
- расстояние между мишенью и детектором $l_2 = 75\text{ мм}$
- диаметры источника и детектора $d = 6\text{ мм}$, диаметр мишени $d = 8\text{ мм}$
- материал мишени – платина
- с вероятностью 30% энергия α -частиц составляет 5,456 МэВ, а с вероятностью 70% - 5,499 МэВ

Задание

1. До начала работы в лаборатории оценить, какое количество частиц необходимо зарегистрировать для различных углов рассеяния для того, чтобы относительная ошибка в основном определялась геометрией установки.

2. Снять зависимость количества попадающих на детектор частиц от угла расположения детектора.

3. Записать время эксперимента.

4. Построить график зависимости $N\left(\frac{1}{\sin^4\frac{\theta}{2}}\right)$.

5. Определить величину дифференциального сечения рассеяния в единичный телесный угол.

6. Определить минимальное расстояние, на которое α -частица приближается к ядру при рассеянии на угол θ .