

Министерство образования Республики Беларусь
Белорусский национальный технический университет
Кафедра технической физики

М.Б. Ржевский, Л.Н. Смурага, Т.А. Авсиевич

ОПЫТ РЕЗЕРФОРДА

Методическое руководство к лабораторной работе по физике

для студентов инженерно-технических специальностей

Учебное электронное издание

Минск 2005

Авторы:

М.Б. Ржевский
Л.Н. Смурага
Т.А. Авсиевич

Белорусский национальный технический университет
пр-т Независимости, 65, г. Минск, Республика Беларусь
Тел.(017) 232-77-52 факс (017) 232-91-37
E-mail: lsmuraga@bntu.by
Регистрационный № _____

© Ржевский М.Б., Смурага Л.Н., Авсиевич Т.А., 2005
© БНТУ, 2005

Содержание

1. Теоретическая часть.....	4
1.1. Цель работы.....	4
1.2. Краткая историческая справка.....	4
1.3. Физическая модель опыта.....	5
1.4. Математическая модель опыта.....	5
1.5. Модель атома Томсона.....	6
1.6. Опыт Резерфорда.....	7
1.7. Приложения опыта Резерфорда.....	9
Приложение 1. О понятии дифференциального рассеяния	9
Приложение 2. Понятие эффективного сечения рассеивающего центра R	12
Приложение 3. понятие эффективного сечения рассеяния в заданную полусферу ($\theta\pi/2$).....	12
Приложение 4. Понятие сечения захвата частицы рассеивающим центром (ядром атома).....	13
Приложение 5. Определение заряда ядра, рассеивающего α -частицы.....	13
2. Экспериментальная часть.....	14
2.1. Анализ статистических данных опыта Резерфорда.....	14
2.2. Изучение траекторий движения α -частиц, рассеянных ядром.....	15
Задание 1. Определить эффективное сечение рассеивающего центра $\sigma_{р.ц.}$	16
Задание 2. Определить сечение захвата α -частицы рассеивающим центром $\sigma_з$	16
Задание 3. Определить R_{\min} между α -частицей и центром рассеяния при $b = 0$	16

1. Теоретические сведения

1.1. Цель работы

- 1) Ознакомиться с опытом Резерфорда по рассеянию α -частиц на металлической фольге.
- 2) Изучить модель атома по Резерфорду.
- 3) Исследовать статистику параметров рассеяния α -частиц в электростатическом поле положительно заряженного ядра атома.
- 4) Изучить траектории движения α -частиц, рассеянных ядрами.

1.2. Краткая историческая справка

Э. Резерфорд (30.08.1871 - 19.10.1937) - английский физик. Его научные исследования посвящены радиоактивности, атомной и ядерной физике. Своими фундаментальными открытиями в этих областях Резерфорд заложил основы современного учения о радиоактивности и теории строения атома.

В 1899 г. открыл α - и β -лучи. В 1900 г. ввёл понятие периода полураспада. В 1902 и 1903 гг. разработал теорию радиоактивного распада и установил закон радиоактивных превращений. В 1903 г. доказал, что α -лучи состоят из положительно заряженных частиц.

За исследования по превращению элементов и химии радиоактивных веществ в 1908 г. была присуждена Нобелевская премия по химии.

В 1909 г. вместе с Г. Гейгером сконструировал прибор для регистрации заряженных частиц (счётчик Гейгера) и с его помощью окончательно доказал, что α - частицы являются дважды ионизированными атомами гелия:

$$q_{\alpha}=2|e|=3,2\cdot 10^{-19} \text{ Кл}, \quad m_{\alpha}=6,64\cdot 10^{-27} \text{ кг}$$

Изучая явление прохождения α -частиц через вещество, Резерфорд в 1906 г. обнаружил их рассеяние. В 1911 г. установил закон рассеяния α -частиц атомами различных элементов (формула Резерфорда), что привело его к открытию в атоме ядра диаметром около 10^{-12} см, заряженного положительно, и созданию новой модели атома (планетарной или модели Резерфорда).

В 1919 г. осуществил первую искусственную ядерную реакцию, открыл протон и заложил основы современной физики ядра.

В 1920 г. предсказал существование нейтрона.

В 1933 г. экспериментально доказал справедливость закона взаимосвязи массы и энергии в ядерных реакциях.

1.3. Физическая модель опыта

1. Пучок α -частиц моноэнергетический, энергия α -частиц ограничена “сверху” значением 8 МэВ.

2 α -частицы движутся в вакууме с $v \ll c$, не искажая электростатического поля рассеивающего центра.

3. Действием других полей (магнитных и гравитационных) на α -частицу можно пренебречь.

4. α -частица и рассеивающий центр (ядро атома) считаются точечными. Рассеивающий центр обладает большой инертной массой.

5. Электростатическое поле, создаваемое рассеивающим центром (ядром атома), обладает центральной симметрией.

6. Все атомы металлической фольги распределены равномерно.

7. Исключаются случаи двух- и многократного рассеяния. Рассеяние α - частиц происходит в результате единичных столкновений с ядрами. При этом столкновение α - частицы с ядром нельзя рассматривать как соударение двух упругих шаров.

8. Не учитывается экспоненциальность ослабления интенсивности прямого пучка α - частиц при прохождении в металлической фольге. Пучок α -частиц бесконечно тонкий (сечение стремится к нулю).

9. Используется ядерная модель атома.

10. Электрическое взаимодействие α -частиц и ядра атома подчиняется закону Кулона даже в области чрезвычайно малых внутриатомных расстояний (приблизительно 10^{-14} м). На расстоянии, меньшем 10^{-14} м, имеет место отклонение от закона Кулона.

11. При взаимодействии α -частиц с внутриатомными электронами из-за большого различия в массах электронам передаётся пренебрежимо малая энергия, и поэтому α - частица не может заметно отклониться от первоначального направления.

1.4. Математическая модель опыта

1. Закон сохранения механической энергии.
2. Закон сохранения момента импульса.
3. Формула Резерфорда для углов рассеяния α -частицы:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{8\pi\epsilon_0 b W_\infty} = \frac{q_\alpha q_{\text{ядра}}}{8\pi\epsilon_0 b W_\infty} = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 b W_\infty},$$

где $W_\infty = \frac{m_\alpha v_\infty^2}{2}$ - начальная кинетическая энергия α -частицы массой m_α , Дж;

v_∞ - начальная скорость α -частицы, м/с; $|e|$ - заряд электрона по абсолютной величине, Кл; $q_\alpha, q_{\text{ядра}}$ - заряды α -частицы и ядра, Кл; b - прицельное расстояние (кратчайшее расстояние между рассеивающим центром и линией первоначального движения частицы), м; θ - угол рассеяния, град; Z - порядковый номер рассеивающего элемента.

4. Формула Резерфорда, определяющая относительное число частиц, рассеянных под углом θ в пределах телесного угла $\Delta\Omega$ (сечение рассеяния) α - частицы ядром

$$\sigma = \frac{\Delta N}{N} = \frac{n \cdot l \cdot q_\alpha^2 \cdot q_{\text{я}}^2}{256\pi^2 \cdot \epsilon_0 \cdot W_\infty^2} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}, \quad (1)$$

где ΔN - среднее число α -частиц, рассеянных в единицу времени; N - число α - частиц, падающих в единицу времени на единицу площади фольги, расположенную перпендикулярно потоку; n - число рассеивающих ядер в единице объема; l - толщина

фольги; $\Delta\Omega = \frac{\Delta S}{L^2}$ (ΔS - площадь отверстия детектора рассеянных α -частиц; L - расстояние от фольги до детектора).

Для параметров установки $l = 10^{-6}$ см, $S = 5 \times 10^{-5}$ см², $L = 10$ см с учетом постоянных величин формула (1) имеет вид

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{n}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \cdot \left(\frac{Ze^2}{W_\infty} \right)^2 \cdot \text{const}.$$

5. Формула, определяющая минимальное расстояние r_{\min} , на которое могут подходить α -частицы к ядру атома при центральном ударе ($b=0$);

$$r_{\min} = \frac{Ze^2}{2\pi \cdot \epsilon_0 \cdot W_\infty}.$$

6. Уравнение траектории α -частицы

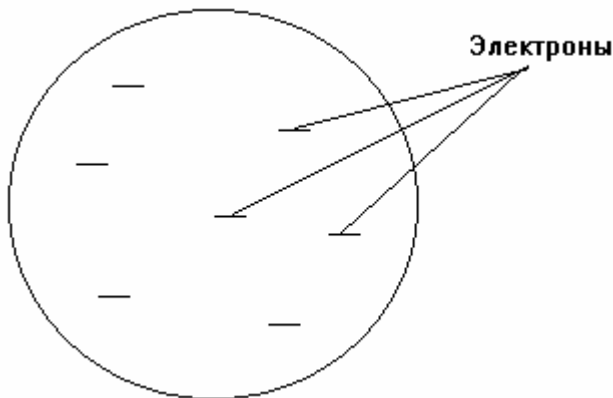
$$\frac{1}{r} = \frac{\sin \varphi}{b} - \frac{q_\alpha \cdot q_{\text{ядра}}}{8\pi \cdot \epsilon_0 \cdot W_\infty \cdot b^2} \cdot (1 + \cos \varphi),$$

где r - радиус-вектор, соединяющий α -частицу с началом координат в центре ядра; φ - угол между r и осью X.

1.5. Модель атома Томсона

К 1902 г. было проведено достаточно экспериментов, убедительно доказывающих, что электрон является одной из основных составных частей любого вещества. Кроме того, было показано, что атом представляет собой сложное образование и электроны входят в состав атома. При этом атом остается электронейтральным.

В 1906 г. Дж.Томсон предложил модель, согласно которой атом содержит число электронов, равное атомному номеру Z элемента в периодической таблице Менделеева. Весь заряд этих электронов нейтрализуется положительно заряженной средой, масса которой составляет большую часть массы атома (рис.1). Эта модель получила название “пудинга”, так как электроны были вкраплены в положительно заряженную среду, подобно изюму в пудинге.



Предполагалось, что в невозбужденном состоянии электроны неподвижны и не излучают, а в возбужденном они колеблются и излучают электромагнитные волны. Модель атома Томсона просуществовала до 1911 г., когда Э. Резерфорд своими опытами по рассеянию α -частиц веществом доказал, что положительно заряженная часть атома не распределена по всему объему, а

Рис.1. Модель атома Томсона

сосредоточена в чрезвычайно малом объеме - ядре атома.

Согласно предложенной Томсоном модели атома, α -частицы должны были свободно проходить сквозь атомы вещества и только отдельные α - частицы могли слегка отклоняться в кулоновском поле электронов (рис.2).

При единичном столкновении с электроном α -частица должна отклоняться на чрезвычайно малые углы, а при многочисленных столкновениях вероятность отклонений в различные стороны одинакова. Поэтому отклонение α -частицы на большой угол в одну и ту же сторону является маловероятным событием.

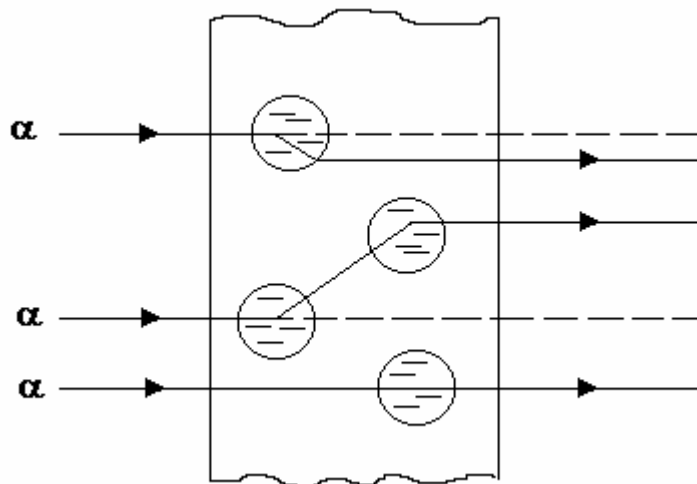


Рис.2. Рассеяние α -частиц атомами вещества в предположении существования модели Томсона

Было подсчитано, что отклонение α -частицы в атоме Томсона на угол, превышающий 90° , после прохождения сквозь золотую фольгу может произойти в одном случае из 10^{3500} .

Рассеяние α -частиц на малые углы действительно наблюдалось в опытах Резерфорда (рис.3), но совершенно неожиданно оказалось, что примерно одна α -частица из 20000, падающих на золотую фольгу толщиной $4 \cdot 10^{-5}$ см, возвращается обратно в сторону источника.

1.6. Опыт Резерфорда

Анализируя экспериментальные данные по рассеянию α -частиц, Резерфорд пришел к выводу, что положительный заряд атома сосредоточен в очень малом объеме в центре атома (ядро). Действительно, при столкновении α -частицы с атомом она под действием отрицательного заряда атомных электронов лишь незначительно должна отклоняться от первоначального направления (как в случае модели Томсона). Однако, когда α -частица проходит вблизи ядра атома, сильное электрическое отталкивание может существенно изменить направление ее движения (рис. 4).

Предположив, что кулоновская сила отталкивания между α -частицей и атомным ядром изменяется по закону $F \approx r^{-2}$, даже в области чрезвычайно малых внутриатомных рассеяний ($\approx 10^{-14}$ м), Резерфорд получил формулу для распределения α -частиц, рассеянных при взаимодействии с ядром атома (формула Резерфорда, приложение 1).

Он показал, что согласно ядерной модели атома вероятность рассеяния на угол θ пропорциональна величине $\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$ (рис.5).

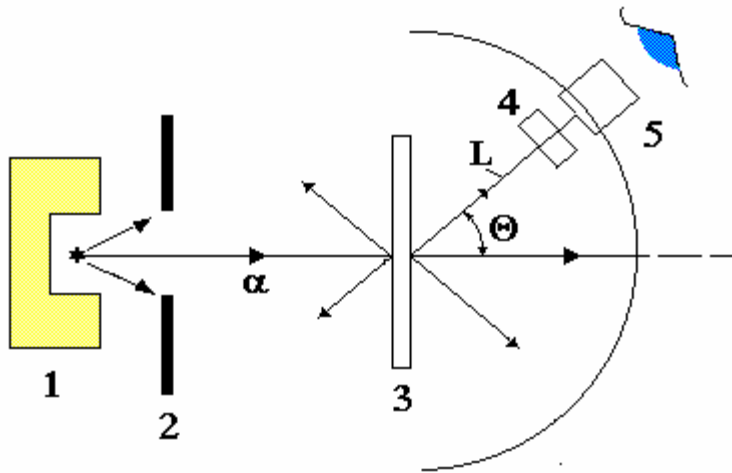


Рис.3. Схема прибора, с помощью которого Резерфорд исследовал рассеяние α - частиц: свинцовый контейнер с источником α -частиц; свинцовый экран с отверстием для α - частиц; 3- металлическая фольга; 4- люминисцирующий экран из сернистого цинка; 5- микроскоп

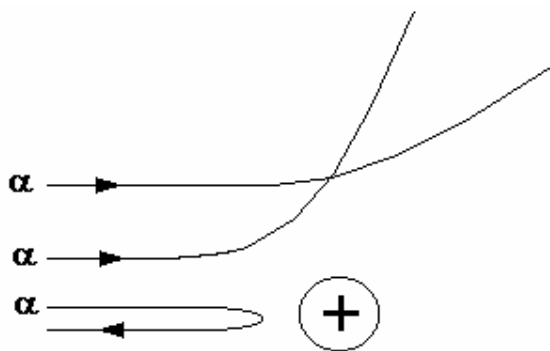


Рис.4. Рассеяние α - частиц ядром атома

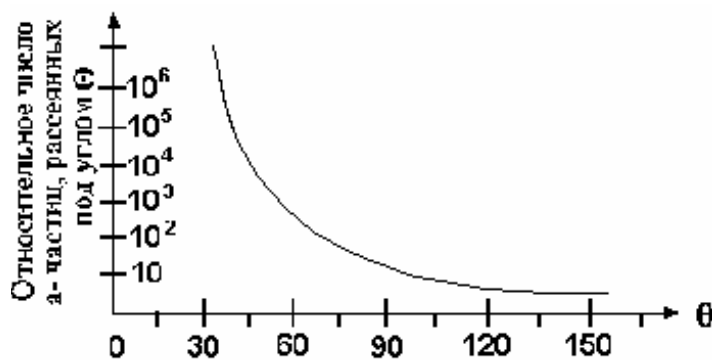


Рис.5. Распределение α - частиц, рассеянных под разными углами θ , при взаимодействии с ядром “радиусом” порядка 10^{-10} м.

Таким образом, Резерфорд пришел к ядерной (или планетарной) модели атома, согласно которой, в центре него находится тяжелое ($\approx 95\%$ массы атома) положительно заряженное ядро, имеющее “радиус” порядка 10^{-15} м, а вокруг ядра по круговым орбитам движутся электроны, заполняя объем атома

1.7. Приложения опыта Резерфорда

Приложение 1. О понятии дифференциального сечения рассеяния

Для характеристики взаимодействия α -частицы и ядра атома следует найти также физические величины, которые можно непосредственно сопоставить с величинами, измеряемыми на опыте. Экспериментально наблюдаемой характеристикой при таком описании является сечение рассеяния.

Пусть α -частица падает на тонкий слой вещества-мишень (рис. 6).

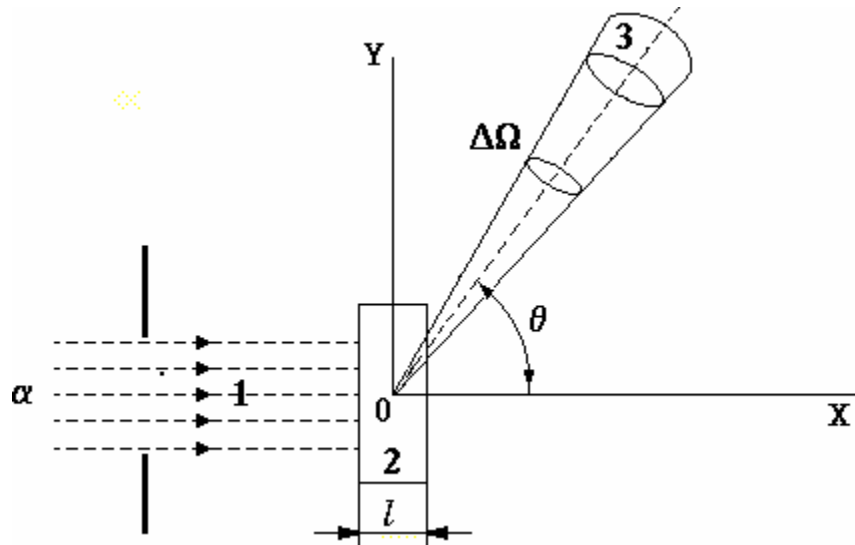


Рис.6

В эксперименте с помощью детектора 3 измеряется число α -частиц, рассеянных в некоторую область пространства, достаточно удаленную от расположенной в начале координат (т. 0) мишени толщиной l .

Если число падающих α - частиц в пучке 1, проходящем за 1с через единичную площадку в направлении оси X равно N , а число рассеянных частиц, проходящих в одну секунду через площадку ΔS (окно в детекторе 3), расположенную на расстоянии L от начала координат, равно ΔN , то

$$\Delta N = \sigma^*(\theta) N \frac{\Delta S}{L^2} = \sigma^*(\theta) N \Delta \Omega,$$

$$\sigma^*(\theta) = \frac{\Delta N}{N \Delta \Omega},$$

где $\sigma^*(\theta)$ - коэффициент пропорциональности, зависящий от угла рассеяния, имеет размерность площади и называется дифференциальным сечением рассеяния, а $\Delta \Omega$ - телесный угол, под которым из начала координат видна площадка ΔS .

Как видно из рис.7

$$d\Omega = \frac{dy \cdot dz}{L^2} = \frac{dS}{L^2}, dy = L \cdot d\theta, dz = y \cdot d\varphi;$$

$$y = L \cdot \sin \theta; dS = y \cdot dy \cdot dz = y \cdot L \cdot d\theta \cdot d\varphi,$$

тогда

$$d\Omega = \frac{dS}{L^2} = \frac{y \cdot L \cdot d\theta \cdot d\varphi}{L^2} = \frac{y \cdot d\theta \cdot d\varphi}{L} = \frac{L \cdot \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi}{L} = \sin\theta \cdot d\theta \cdot d\varphi, \quad (2)$$

где φ - азимутальный угол относительно оси Z.

Учитывая, что эффективное сечение рассеяния α -частиц $\sigma(\theta)$ в телесный угол $\Delta\Omega$ определяется относительным числом α -частиц, рассеянных за единицу времени внутри телесного угла $\Delta\Omega$, получим

$$\sigma(\theta) = \frac{\Delta N}{N} = \frac{n \cdot S \cdot l \cdot 2 \cdot \pi \cdot b \cdot \Delta b}{S} = n \cdot l \cdot 2 \cdot \pi \cdot b \cdot \Delta b,$$

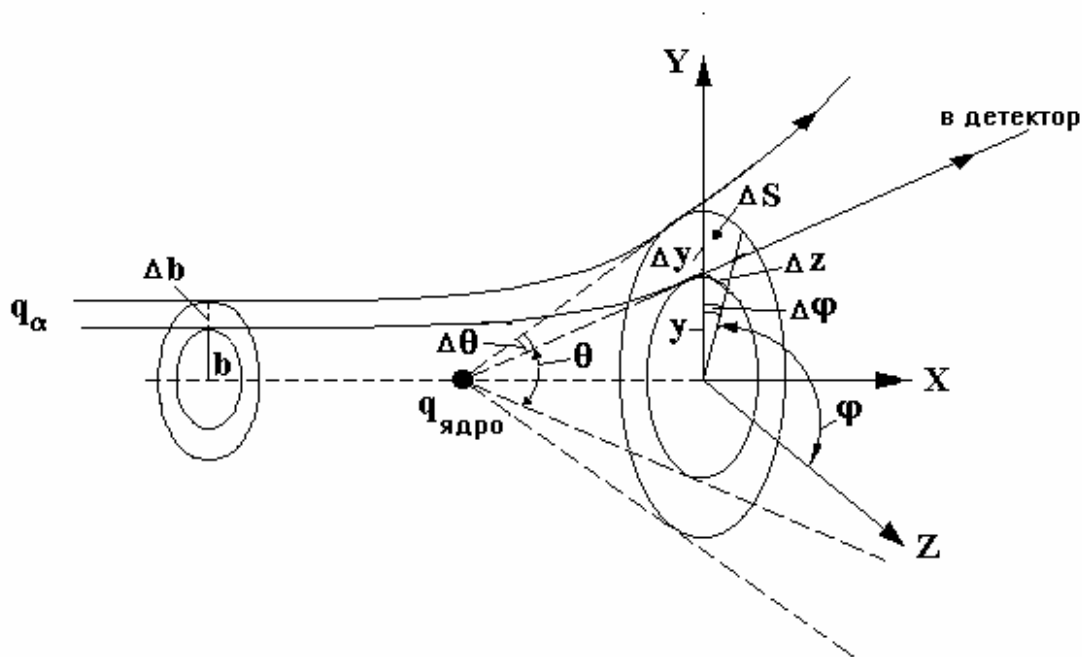


Рис.7

где b - прицельное расстояние, которое можно представить в виде:

$$b = \frac{q_\alpha \cdot q_{\text{ядро}}}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot W_\infty} \cdot \text{ctg} \frac{\theta}{2} \quad \text{и} \quad |\Delta b| = \frac{q_\alpha \cdot q_{\text{ядро}} \cdot \Delta\theta}{8 \cdot \pi \cdot \epsilon_0 \cdot W_\infty \cdot 2 \sin^2 \frac{\theta}{2}}.$$

Дело в том, что количество атомов в фольге (мишени), рассеивающих α -частицы на пути пучка, будет равно $n \cdot S \cdot l$, где S - площадь поперечного сечения пучка α -частиц, l - толщина фольги, n - концентрация атомов вещества. Тогда относительное количество α -частиц, пролетающих вблизи одного из ядер по траектории с прицельным расстоянием, изменяющимся от b до $b + db$ (и, следовательно, отклоняющихся в пределах углов от θ до $\theta + d\theta$, так как все частицы, пролетающие через кольцо площадью $2\pi \cdot b \cdot db$, улетают в интервале углов от θ до $\theta + d\theta$) будет равно

$$\frac{\Delta N}{N} = \frac{n \cdot S \cdot l \cdot 2\pi \cdot b \cdot \Delta b}{S} = n \cdot l \cdot 2\pi \cdot b \cdot \Delta b.$$

$$\text{Тогда } \sigma(\theta) = \frac{dN}{N} = n \cdot l \cdot 2\pi \left(\frac{q_\alpha \cdot q_{\text{ядро}}}{8\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot W_\infty} \right)^2 \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2} \cdot d\theta}{2 \sin^3 \frac{\theta}{2}}. \quad (3)$$

Умножая числитель и знаменатель уравнения (3) на $\sin \frac{\theta}{2}$, получим:

$$\sigma(\theta) = n \cdot l \cdot \pi \left(\frac{q_\alpha \cdot q_{\text{ядро}}}{8\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot W_\infty} \right)^2 \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2} \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot \Delta\theta}{2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} = n \cdot l \cdot \frac{q_\alpha^2 \cdot q_{\text{ядро}}^2}{256\pi^2 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot W_\infty^2} \cdot \frac{2\pi \cdot \sin \theta \cdot \Delta\theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}.$$

В опытах Резерфорда изучалось среднее число частиц, рассеиваемых в пределах области, лежащей между двумя телесными углами, с углами рассеяния θ и $\theta + \Delta\theta$. Соответствующий этому сферическому поясу телесный угол равен величине, определяемой формулой (2), проинтегрированной по углу φ в пределах от 0 до 2π , то есть

$$\Delta\Omega = \sin \theta \cdot \Delta\theta \int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi \cdot \sin \theta \cdot \Delta\theta.$$

Получим:

$$\sigma(\theta) = \frac{n \cdot l \cdot q_\alpha^2 \cdot q_{\text{ядро}}^2}{256\pi^2 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot W_\infty^2} \cdot \frac{\Delta\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (\text{формула Резерфорда}), \text{см}^2 \quad (4)$$

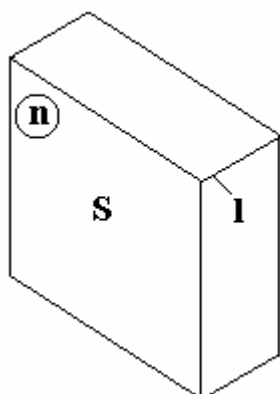
$$\text{и } \sigma^*(\theta) = \frac{\sigma(\theta)}{\Delta\Omega} = n \cdot l \cdot \left(\frac{q_\alpha^2 \cdot q_{\text{ядро}}^2}{256\pi^2 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot W_\infty^2} \right) \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad \frac{\text{см}^2}{\text{стерд}}$$

Максимально близко к условиям опыта Резерфорда, формула (4) может быть представлена в виде:

$$\Delta N^* = N \cdot n^* \cdot \left(\frac{q_\alpha^2 \cdot q_{\text{ядро}}^2}{256\pi^2 \cdot \varepsilon_0^2 \cdot W_\infty^2} \right) \cdot \frac{\Delta S}{L^2} \cdot \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}},$$

где ΔN^* - число α -частиц, попадающих в детектор (число наблюдаемых сцинтилляций);

n^* - число ядер на единице площади мишени ($n^* = n \cdot l$).



Необходимым условием применимости формулы Резерфорда является: $n^* \cdot \pi \cdot b \ll l$.

Приложение 2. Понятие эффективного сечения рассеивающего центра R.

Величина рассеивающего центра R соответствует прицельному расстоянию b, при котором угол рассеяния $\theta=90^\circ$.

Приложение 3. Понятие эффективного сечения рассеяния в заданную полусферу ($\theta \geq \frac{\pi}{2}$).

В углы $\theta \geq \frac{\pi}{2}$ попадают α -частицы, рассеивающиеся только в результате единичных “столкновений” с ядрами. Такие “столкновения” независимы.

Рассмотрим случай, когда $\theta = 90^\circ$.

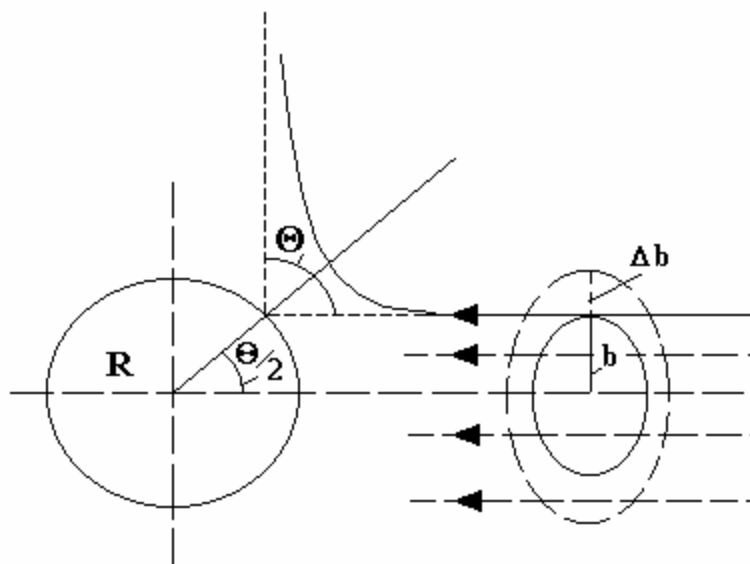


Рис.8

$$\frac{b}{R} = \cos \frac{\theta}{2}; b = R \cdot \cos \frac{\theta}{2}; R = \frac{b}{\cos \frac{\theta}{2}};$$

$$d\sigma = 2\pi \cdot b \cdot db = 2\pi \cdot R \cdot \cos \frac{\theta}{2} \left(-\frac{R}{2} \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot d\theta \right) = -\frac{\pi \cdot R^2}{2} \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{\theta}{2} \cdot d\theta =$$

$$= -\frac{\pi \cdot R^2}{2} \cdot \sin \theta \cdot d\theta;$$

$$\sigma = \int_0^\pi d\sigma = -\int_0^\pi \frac{\pi \cdot R^2}{2} \cdot \sin \theta \cdot d\theta = -\frac{\pi \cdot R}{2} \cdot (\cos \theta) \Big|_0^\pi = \pi R^2.$$

Величина σ определяет площадь сечения, в которую должна попасть α -частица, для того чтобы рассеяться на ядре атома. Очевидно, диаметр такого сечения определяет “верхнюю” границу размера ядра атома.

Приложение 4. Понятие сечения захвата частицы рассеивающим центром (ядром атома).

θ_{\min} - минимальный угол отклонения. При $\theta < \theta_{\min}$ - рассеяния не происходит. Выбор θ_{\min} определяет максимальное значение прицельного параметра b_{\max} , за пределами которого частицы не взаимодействуют.

Таким образом, рассеиваться будут все частицы, падающие на мишень в пределах пучка радиуса b_{\max} с центром в $b = 0$. Площадь этого круга определяет сечение рассеяния:

$$\sigma(\theta > \theta_{\min}) = \pi b_{\max}^2 .$$

Приложение 5. Определение заряда ядра, рассеивающего α -частицы

Минимальное расстояние, на которое могут подходить α -частицы к ядру, можно определить по формуле

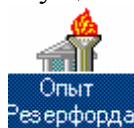
$$r_{\min} = \frac{q_{\alpha} \cdot q_{\text{ядра}}}{4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot W_{\infty}} .$$

Отсюда можно определить заряд ядра атома:

$$q_{\text{ядра}} = \frac{r_{\min} \cdot 4\pi \cdot \varepsilon_0 \cdot W_{\infty}}{q_{\alpha}} .$$

Разделив заряд ядра атома на численное значение заряда электрона, получим численное значение порядкового номера элемента в таблице Менделеева.

Программа написана в среде Delphi 1.0 под Windows 3.11. Запуск программы осуществляется из среды Windows при выборе соответствующей пиктограммы



в окне "Опыт Резерфорда". Появляется главное меню опыта (рис. 9).

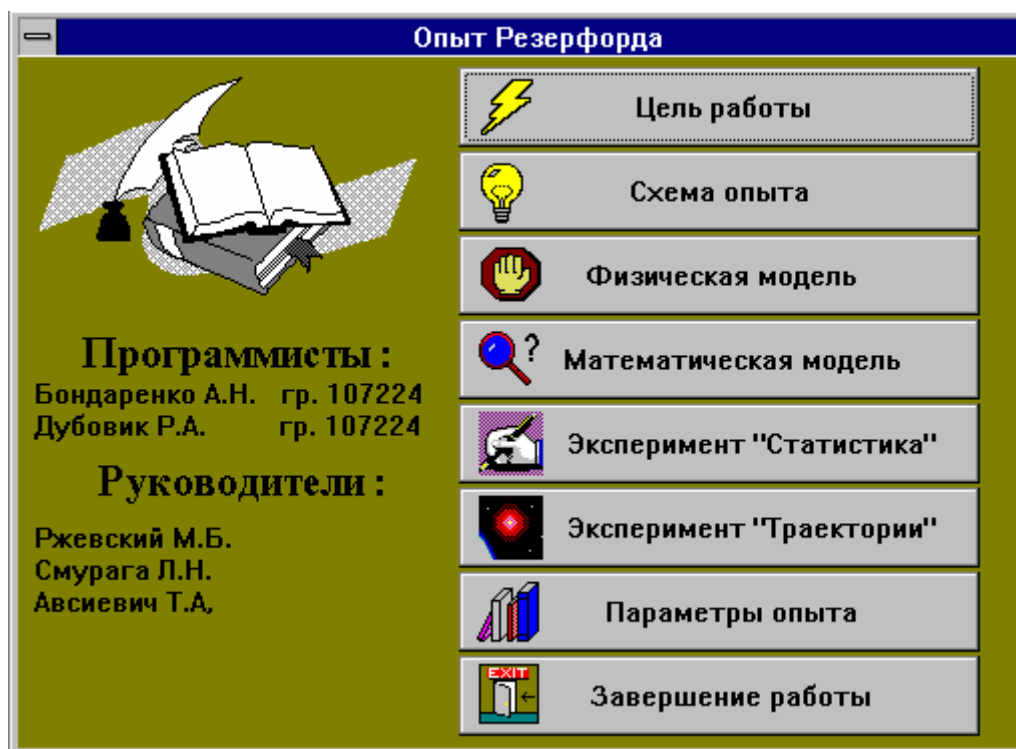


Рис.9. Главное меню опыта

Как видно из рис.9, работа включает две экспериментальные части: “Статистика” и “Траектории”.

Особенность эксперимента “Статистика” состоит в проведении начала эксперимента. Прежде чем подсчитать N - число частиц, падающих в единицу времени на единицу площади фольги, расположенную перпендикулярно потоку, необходимо ввести время эксперимента. В дальнейших экспериментах время наблюдения можно выбирать произвольным, поскольку N будет пересчитано автоматически применительно к выбранному времени.

В остальном работа с программой определяется заданием, которое Вы выполняете.

2. Экспериментальная часть

2.1. Анализ статистических данных опыта Резерфорда

1. Используя главное “ меню” войти в раздел “Статистика”.
2. Задать время эксперимента $t_{\text{эсп}}$. Подтверждение - ОК.
3. Подсчитанное количество α - частиц N^* , испускаемых источником, записать в рабочую тетрадь.
4. Выбрать материал рассеивающей фольги. (Позиции - “Ввод параметров опыта”, ОК).
5. Для углового положения счетчика 5° определить число отклоненных α - частиц (позиция “Старт”).

Провести эксперименты в пределах $5^\circ < \theta < 180^\circ$ с шагом 20° - 25° (не менее 7 опытов). Последовательность позиций: ” Ввод параметров” - ” Выбор угла ”- ” ОК “- “Старт”.

Перейти в позицию “Графики”.

Записать формулы функций F_1 и F_2 и зарисовать графики зависимости этих функций от угла рассеяния θ .

Провести опыты для 2 - 3 химических элементов материала фольги (значение энергии α -частицы для одного материала неизменно).

Анализируя результаты, убедиться в том, что вероятность рассеяния α - частиц на угол θ пропорциональна величине $\frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$, т.е. $F_1 = \text{const}$ для всех углов в

разных опытах, что полностью согласуется с теоретической формулой, выведенной Резерфордом из предположения, что α -частица электростатически взаимодействует с положительно заряженным тяжелым ядром, находящимся в центре атома. То есть подтверждается ядерная (планетарная) модель атома.

График $F_2 = f(\theta)$ устанавливает нелинейную зависимость относительного числа α - частиц, рассеянных под разными углами.

2.2. Изучение траекторий движения α - частиц, рассеянных ядром

Исходные данные, задаваемые экспериментатором:

- химический элемент материала фольги из таблицы Менделеева (тип рассеивающего центра);
- энергия α - частицы W (в диапазоне от 4 до 8 МэВ);
- прицельное расстояние b - кратчайшее расстояние от рассеивающего центра до линии первоначального движения α - частицы.

Программа позволяет наблюдать вид траектории α - частицы при взаимодействии с рассеивающим центром и вблизи него, выбрав нужный масштаб.

На экране строятся зависимости:

1. Радиус- вектора R , соединяющего центр атома (начало системы координат) с любой точкой траектории α -частицы, от угла φ между первоначальным направлением движения α - частицы (ось X) и R , то есть $R=f(\varphi)$.

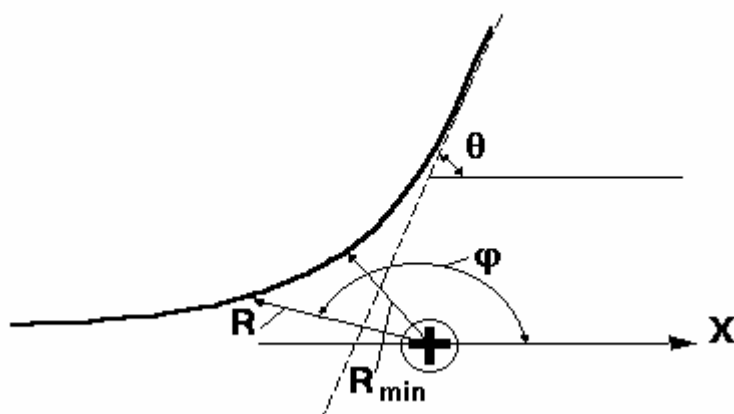


Рис. 10. Пояснение физических величин в опыте

2. Зависимости кинетической, потенциальной и полной энергии α - частицы от угла φ .
 $W_k = f(\varphi)$, $W_p = f(\varphi)$, $W = f(\varphi)$.

По этим зависимостям можно оценить энергетическое состояние α -частицы вблизи рассеивающего центра.

Задание 1. Определить эффективное сечение рассеивающего центра $\sigma_{р.ц.}$

Для этого подобрать прицельное расстояние \mathbf{b} , при котором угол рассеяния $\theta = 90^\circ$. При этих условиях R_{\min} определяет размер рассеивающего центра.

$$\sigma_{р.ц.} = \pi R_{\min}^2 \quad (\theta = 90^\circ \pm 2^\circ)$$

Задание 2. Определить сечение захвата α - частицы рассеивающим центром σ_3

$$\sigma_3 = \pi b_{\max}^2 \quad \text{Подобрать}$$

b_{\max} - прицельный параметр, соответствующий минимальному рассеиванию α - частицы (график $W_{\Pi} = f(\varphi)$ отсутствует, т.к. потенциальная энергия взаимодействия α - частицы с рассеивающим центром равна 0).

b_{\max} определяет расстояние между α - частицей и рассеивающим центром, до которого между ними еще имеет место электростатическое взаимодействие.

Задание 3. Определить R_{\min} между α - частицей и центром рассеяния при $\mathbf{b} = 0$

По полученным данным для разных значений энергии α - частицы найти заряд рассеивающего центра по формуле

$$q_{\alpha} = \frac{R_{\min} 2\pi\epsilon_0 W}{e^2}.$$