

Expérience de Rutherford

Introduction

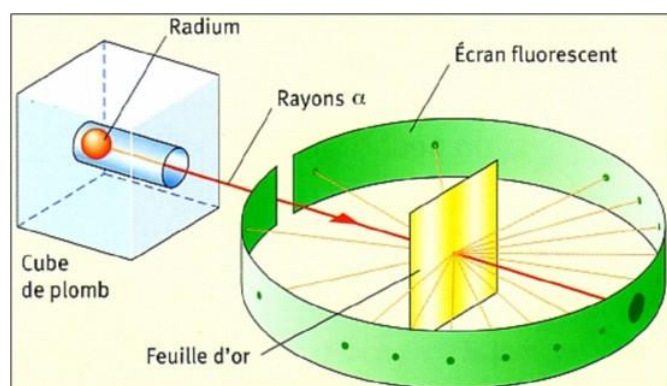
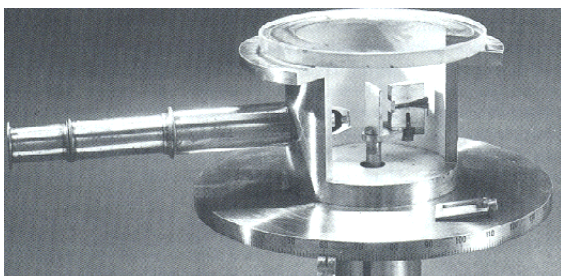
Ernest RUTHERFORD, considéré comme le père de la physique nucléaire et également prix Nobel de chimie en 1908 pour ses travaux sur la chimie des substances radioactives, réalise entre 1909 et 1911 la première expérience de collision avec des particules accélérées. Elle est aujourd'hui considérée comme l'ancêtre et l'archétype de toutes celles qui ont suivi dans le domaine.

Antérieurement à cette expérience, la matière est conçue sous la forme d'atomes électriquement neutres, contenant deux parties chargées électriquement de façons opposées, la partie chargée négativement pouvant être arrachée à l'atome (*rayons cathodiques*). L'atome est représenté comme un « pudding aux raisins » (*plum pudding*) : une « pâte » positive avec des inclusions négatives (modèle de J.J. THOMSON). Au contraire, l'expérience de Rutherford met en évidence une structure lacunaire de l'atome.

Au début du siècle se produit une découverte majeure, celle de la radioactivité par H. BECQUEREL et la séparation et la production d'éléments radioactifs par P. et M. CURIE (Radium et Polonium). Ces éléments émettent des rayonnements appelés : α , β , et γ . Ancien élève de J.J. THOMSON, E. RUTHERFORD se lance dans ce nouveau domaine et identifie les rayonnements α et β , en les distinguant selon leur pénétrabilité. Il montre que la radioactivité α émet des particules : des noyaux d'Hélium ayant perdu leurs électrons, donc de charge positive. Ils sont de très petite taille et sont éjectés de la source radioactive avec des vitesses de l'ordre de 10 km.s^{-1} , correspondant à une accélération de plusieurs millions Volts. E. RUTHERFORD obtiendra le prix Nobel en 1908 pour cette découverte.

L'année suivante, il a l'intuition que par collisions elles pourront lui donner des informations sur la structure de la matière. En effet, pour élucider la structure des atomes, l'idée est de les « bombarder » avec des particules d'au moins aussi petite taille. Il faut que ces particules aient une vitesse suffisante pour émerger de la matière qu'elles percutent de manière à ce que l'on puisse observer la manière dont leur trajectoire a été perturbée.

Avec H. Geiger et E. Marsden, alors étudiants de Rutherford, il envoie ainsi des particules alpha sur des feuilles d'or très fines et mesure leur distribution spatiale à la sortie. L'expérience a lieu dans une chambre fermée et dont l'air a été évacué afin que les particules se propagent dans le vide, car l'atmosphère perturberait leurs trajectoires. Les impacts sont observés dans l'obscurité au microscope sur un écran de sulfure de zinc scintillant. Ils observent qu'une fraction minime (1 sur 8000) de ces particules sont défléchies à grand angle, comme si elles rebondissaient sur un obstacle massif.



Rutherford en conclut que l'atome contient un cœur massif, de charge électrique positive, capable de repousser les particules alpha.

Avant d'être remplacés par des accélérateurs, les particules α vont permettre pendant environ 30 ans d'effectuer toutes sortes d'expériences de collisions qui vont résoudre complètement la structure de l'atome. F. et I. JOLIOT-CURIE découvriront également la radio-activité artificielle avec ces sources.

Afin d'explorer des détails de plus en plus fins de la structure de la matière, tels la structure du noyau, il faut disposer de faisceaux de particules beaucoup plus intenses et d'énergies de plus en plus

élevées. Ceci a entraîné la construction d'accélérateurs à partir des années 1930. Ceux-ci ont évolué vers des machines de plus en plus diversifiées, évoluant vers une génération de machines qui réalisent des collisions faisceau-faisceau plutôt que sur cible fixe, l'anneau de stockage, rempli par un premier accélérateur, permettant d'atteindre de fortes intensités. Au LHC (CERN, Genève), on atteint jusqu'à un million de fois l'énergie des particules α . Il est alors possible avec ces énergies gigantesques de sonder la nature même des neutrons et des protons (nucléons), ce qui a permis de les voir comme des états liés de *quarks*.

Extraits de l'article original de E. Rutherford (1911)

Dans l'article d'origine publié par E. Rutherford, la conservation de l'énergie est écrite dans un système d'unité tel que le facteur $\frac{1}{4\pi\epsilon_0}$ n'est pas présent. Les quantités notées $\sec \theta$ et $\operatorname{cosec} \theta$ sont respectivement les sécante et cosécante de l'angle θ , c'est-à-dire : $\sec \theta = \frac{1}{\cos \theta}$ et $\operatorname{cosec} \theta = \frac{1}{\sin \theta}$.

The scattering of α and β particles by matter and the structure of the atom.

By Professor E. Rutherford, F.R.S., University of Manchester.

§1. It is well known that the α and β particles suffer deflexions from their rectilinear paths by encounters with atoms of matter.

[...]

The observations, however, of Geiger and Marsden (Proc. Roy. Soc. lxxxii. p. 495 (1909)) on the scattering of α rays indicate that some of the α particles must suffer a deflexion of more than a right angle at a single encounter. They found, for example, that a small fraction of the incident α particles, about 1 in 20000, were turned through an average angle of 90° in passing through a layer of goldfoil about 0.00004 cm thick, which was equivalent in stopping-power of the α particle to 1.6 millimeters of air.

[...]

Recently Sir J. J. Thomson (Camb. Lit. & Phil. Soc. xv. pt. 5 (1910)) has put forward a theory to explain the scattering of electrified particles in passing through small thicknesses of matter. The atom is supposed to consist of a number N of negatively charged corpuscles, accompanied by an equal quantity of positive electricity uniformly distributed throughout a sphere.

[...]

The theory of Sir J. J. Thomson is based on the assumption that the scattering due to a single atomic encounter is small, and the particular structure assumed for the atom does not admit of a very large deflexion of an α particle in traversing a single atom, unless it be supposed that the diameter of the sphere of positive electricity is minute compared with the diameter of the sphere of influence of the atom.

[...]

§2. We shall first examine theoretically the single encounter (The deviation of a particle throughout a considerable angle from an encounter with a single atom will in this paper be called "single" scattering. The deviation of a particle resulting from a multitude of small deviations will be termed "compound" scattering) with an atom of simple structure, which is able to produce large deflexions of an α particle, and then compare the deductions from the theory with the experimental data available. Consider an atom which contains a charge $\pm Ne$ at its centre surrounded by a sphere of electrification containing a charge $\mp Ne$ supposed uniformly distributed throughout a sphere of radius R . e is the fundamental unit of charge, which in this paper is taken as 4.65×10^{-10} E.S. unit. We shall suppose that for distances less than 10^{-12} cm. the central charge and also the charge on the α particle may be supposed to be concentrated at a point. It will be shown that the main deductions from the theory are independent of whether the central charge is supposed to be positive or negative. For convenience, the sign will be assumed to be positive. The question of the stability of the atom proposed need not be considered at this stage, for this will obviously depend upon the minute structure of the atom, and on the motion of the constituent charged parts. In order to form some idea of the forces required to deflect an α particle through a large angle, consider an atom containing a positive charge Ne at its centre, and surrounded by a distribution of negative electricity $-Ne$ uniformly distributed within a sphere of radius R . The electric

force X and the potential V at distance r from the centre of an atom for a point inside the atom, are given by

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

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

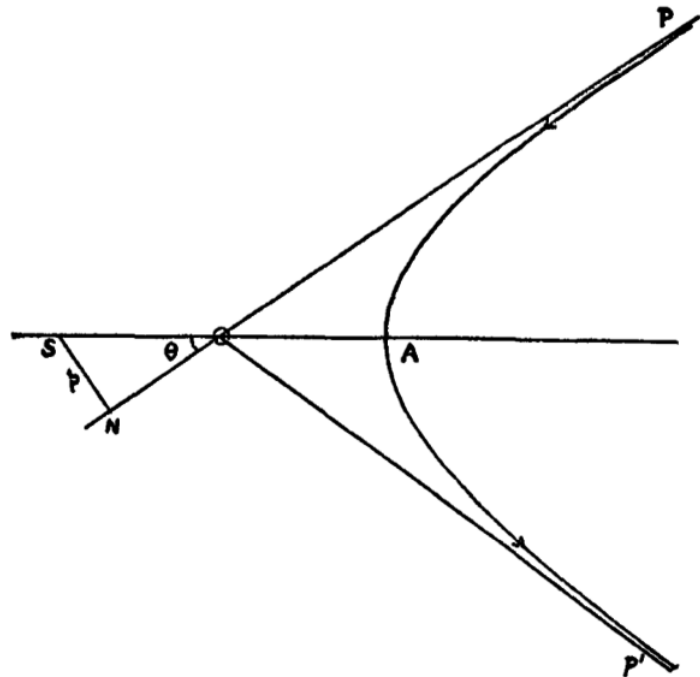
Suppose an α particle of masse m and velocity u and charge E shot directly towards the centre of the atom. It will be brought to rest at a distance b from the centre given by

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

It will be seen that b is an important quantity in later calculations. Assuming that the central charge is $100e$, it can be calculated that the value of b for an α particle of velocity 2.09×10^9 cms per second is about 3.4×10^{-12} cm. In this calculation b is supposed to be very small compared with R . Since R is supposed to be of the order of the radius of the atom, viz. 10^{-8} cm., it is obvious that the α particle before being turned back penetrates so close to the central charge, that the field due to the uniform distribution of negative electricity may be neglected. In general, a simple calculation shows that for all deflexions greater than a degree, we may without sensible error suppose the deflexion due to the field of the central charge alone. Possible single deviations due to the negative electricity, if distributed in the form of corpuscles, are not taken into account at this stage of the theory. It will be shown later that its effect is in general small compared with that due to the central field.

Fig. 1

Consider the passage of a positive electrified particle close to the centre of an atom. Supposing that the velocity of the particle is not appreciably changed by its passage through the atom, the path of the particle under the influence of a repulsive force varying inversely as the square of the distance will be an hyperbola with the centre of the atom S as the external focus. Suppose the particle to enter the atom in the direction PO (Fig. 1), and that the direction of motion on escaping the atom is OP' . OP and OP' make equal angles with the line SA , where A is the apse of the hyperbola. $p = SN =$ perpendicular distance from centre on direction of initial motion of particle.



Let angle $POA = \theta$.

Let $V =$ velocity of particle on entering the atom, v its velocity at A , then from consideration of angular momentum

$$pV = SA.v.$$

From conservation of energy

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

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

Since the eccentricity is $\sec\theta$,

$$SA = SO + OA = p \operatorname{cosec}\theta (1 + \cos\theta) = p \cot \frac{\theta}{2},$$

$$p^2 = SA(SA - b) = p \cot \frac{\theta}{2} (p \cot \frac{\theta}{2} - b),$$

$$b = 2p \cot \theta.$$

The angle of deviation ϕ of the particle is $\pi - 2\theta$ and¹

$$\cot \frac{\phi}{2} = \frac{2p}{b} \quad (1)$$

This gives the angle of deviation of the particle in terms of b , and the perpendicular distance of the direction of projection from the centre of the atom. For illustration, the angle of deviation ϕ for different values of $\frac{p}{b}$ are shown in the following table :

$\frac{p}{b}$	10	5	2	1	.5	.25	.125
ϕ	5.7°	11.4°	28°	53°	90°	127°	152°

§3. Probability of single deflexion through any angle.

Suppose a pencil of electrified particles to fall normally on a thin screen of matter of thickness t . With the exception of a few particles which are scattered through a large angle, the particles are supposed to pass nearly normally through the plate with only a small change of velocity. Let n = number of atoms in unit volume of material. Then the number of collisions of the particles with the atom of radius R is $\pi R^2 n t$ in the thickness t .

The probability m of entering an atom within a distance p of its centre is given by $m = \pi p^2 n t$. Chance dm of striking within radii p and $p + dp$ is given by

$$dm = 2\pi p n t \cdot dp = \frac{\pi}{4} n t b^2 \cot^2 \frac{\phi}{2} \operatorname{cosec}^2 \frac{\phi}{2} d\phi, \quad (2)$$

since $\cot \frac{\phi}{2} = 2p/b$.

The value of dm gives the fraction of the total number of particles which are deviated between the angle ϕ and $\phi + d\phi$.

The fraction ρ of the total number of particles which are deflected through an angle greater than ϕ is given by

$$\rho = \frac{\pi}{4} n t b^2 \cot^2 \frac{\phi}{2} \quad (3)$$

The fraction ρ which is deflected between the angles ϕ_1 and ϕ_2 is given by

$$\rho = \frac{\pi}{4} n t b^2 \left(\cot^2 \frac{\phi_1}{2} - \cot^2 \frac{\phi_2}{2} \right) \quad (4)$$

It is convenient to express the equation (2) in another form for comparison with experiment. In the case of the α rays, the number of scintillations appearing on a constant area of a zinc sulphide screen are counted for different angles with the direction of incidence of the particles. Let r = distance from point of incidence of α rays on scattering material, then if Q be the total number of particles falling on the scattering material, the number y of α particles falling on unit area which are deflected through an angle ϕ is given by

$$y = \frac{Q dm}{2\pi r^2 \sin \phi \cdot d\phi} = \frac{n t b^2 \cdot Q \cdot \operatorname{cosec}^4 \phi / 2}{16 r^2} \quad (5)$$

Since $b = \frac{2NeE}{mu^2}$, we see from this equation that the number of α particles (scintillations) per unit area of zinc sulphite screen at a given distance r from the point of incidence of the rays is proportional to :

- (1) $\operatorname{cosec}^4 \phi / 2$ or $1/\phi^4$ if ϕ be small ;
 - (2) thickness of scattering material t provided this is small ;
 - (3) magnitude of central charge Ne ;
 - (4) and is inversely proportional to $(mu^2)^2$, or to the fourth power of the velocity if m be constant.
- [...]

1. A simple consideration shows that the deflexion is unaltered if the forces are attractive instead of repulsive.

Questions

1. Décrire le modèle d'atome de J. J. Thomson.
En quoi diffère-t-il fondamentalement du modèle utilisé par E. Rutherford ?
Par quel observation expérimentale le modèle de Thomson est-il invalidé ?
2. Une particule α est 50 fois moins massive qu'un atome d'or. De plus sa vitesse est en moyenne de $15000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Il y a environ 1000 rangées d'atomes d'or dans une épaisseur de $0,6 \mu\text{m}$, rangées de manière compacte. Le numéro atomique de l'or est 79, et sa masse atomique est 197. Le rayon métallique des atomes d'or est de $0,15 \text{ nm}$ et celui de leurs noyaux est de $8,1 \times 10^{-15} \text{ m}$.

Que va-t-il se passer quand les particules alpha vont atteindre la feuille d'or ? Justifiez votre réponse, et illustrer à partir de schémas.

En supposant que les particules alpha sont uniformément réparties dans le faisceau incident, et qu'elles vont subir une déviation notable si elles passent à proximité d'un noyau atomique, c'est à dire à une distance inférieure à dix fois la taille de ce noyau, évaluer la proportion d'entre elles qui seront déviées (il ne s'agit que d'un ordre de grandeur).

3. Estimer la distance minimale d'approche des particules alpha vis à vis du noyau atomique. Retrouvez-on la valeur du texte ?
A quelle situation de trajectoire cela correspond-il ?
En déduire l'ordre de grandeur de la taille du noyau atomique. Comparer à la taille de l'atome.
4. Que représente la grandeur notée b ?
Que représente la relation écrite $p.V = SA.v$? Justifier sa construction.
5. A quelle condition obtiendrait-on une déviation d'une particule α d'un angle de $\pi/2$?
6. Les valeurs de déviation données dans le tableau ont-elles été directement mesurées ? Pourquoi ?
7. À l'aide d'un tableur ou de Python, tracer le graphe de la fonction $y(\phi)$ en échelle linéaire puis en échelle semi-logarithmique. Qu'illustre-t-il ?
8. L'analyse statistique conduite au paragraphe 3 amène plusieurs conclusions. Laquelle vous paraît la plus fondamentale ? En quoi a-t-elle pu conforter la construction du tableau de Mendeleiev ?