

L'expérience de Rutherford.

Entre 1909 et 1911, 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 la première expérience de collision avec des particules accélérées.

Antérieurement à cette expérience, la matière était 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 était représenté comme un « pudding aux raisins » *plum pudding* : une « pâte » positive avec des inclusions négatives (modèle de J.J. Thomson).

Schématisation du plum-pudding

L'expérience de Rutherford montra qu'en réalité le noyau chargé positivement est de taille très petite devant le nuage électronique qui l'entoure, chargé négativement.



La découverte, dans le même temps par H. Becquerel de la radioactivité, est une étape décisive. En effet, E. Rutherford, ancien élève de J.J. Thomson, 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.

Le seul moyen d'élucider cette structure est de « bombarder » les atomes avec des particules d'une taille au moins aussi petite que celle du noyau. 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.

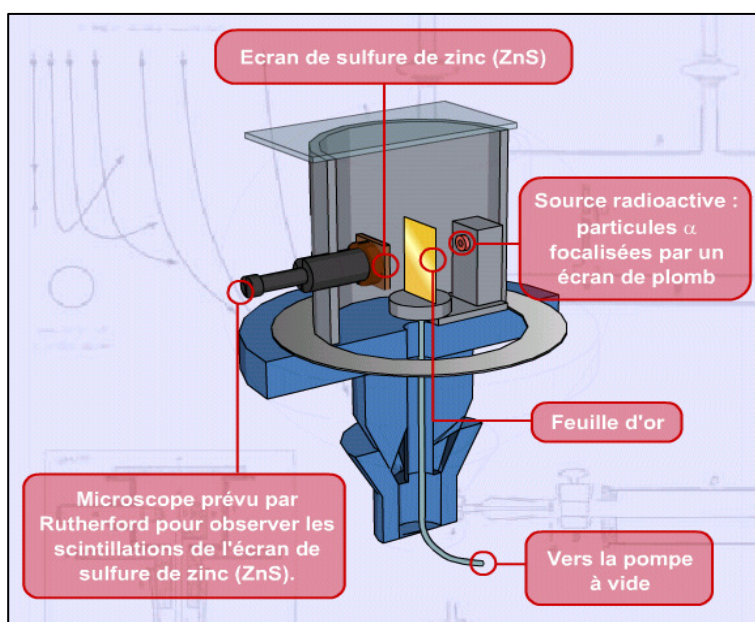
Or au début du siècle se produit une découverte majeure : la découverte de la radioactivité par H. Becquerel et la séparation et la production d'éléments radioactifs par P. et M. Curie : Radium et Polonium. Ces éléments émettent des rayonnements appelés : α , β , γ . En particulier, les particules α (alpha) sont des atomes 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, correspondant à une accélération de plusieurs millions Volts.

Avant d'être remplacés par des accélérateurs, ils 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 radioactivité artificielle avec ces sources.

E. Rutherford avait réussi à élucider la nature des particules alpha, ce pourquoi il obtient le prix Nobel en 1908. L'année suivante, il a l'intuition que par collisions elles pourront lui donner des informations sur la structure de la matière.

Avec H. Geiger et E. Marsden, il envoie ainsi des particules alpha sur une feuille d'or et mesure leur distribution spatiale à la sortie.

L'expérience a lieu dans une chambre fermée, dont l'air a été évacué afin que les particules se propagent dans le vide, car l'atmosphère perturberait leurs trajectoires, par les collisions avec les molécules qui la composent.



Cette expérience a mené à 3 conclusions absolument « sensationnelles » pour l'époque :

1 - "la matière est vide", car la plupart des particules passent à travers sans interaction, ce qui signifie qu'elle est concentrée dans des petits volumes.

2 – Certaines particules sont néanmoins diffusées de manière "violente", jusqu'à faire demi-tour parfois : Ceci montre que les particules ont été soumises au champ des charges positives des atomes (les protons), qui les repoussent, beaucoup plus qu'aux charges négatives (électrons). Il s'ensuit que les charges négatives sont « diluées » et qu'il existe au centre des atomes un "noyau" extrêmement petit et de charge exclusivement positive.

3 – Le fait que les électrons ne sont pas mélangés avec les protons et sont situés à des distances de ce noyau beaucoup plus grandes que sa taille est une surprise. E. Rutherford y réfléchira pendant 2 ans avant de proposer ce modèle ! Il faudra de nombreuses années pour que cette structure soit admise et comprise par la communauté scientifique. En effet, en mécanique classique, seule connue à cette époque, les électrons devraient tourner autour du noyau, rayonner de l'énergie électromagnétique et finir par "tomber" sur le noyau et, ainsi, on aboutit à une contradiction complète. Cette contradiction va obliger à considérer les particules comme des ondes et contribuer à fonder la mécanique quantique, ce qui va demander une quinzaine d'années supplémentaires (équation de Schrödinger, 1925).

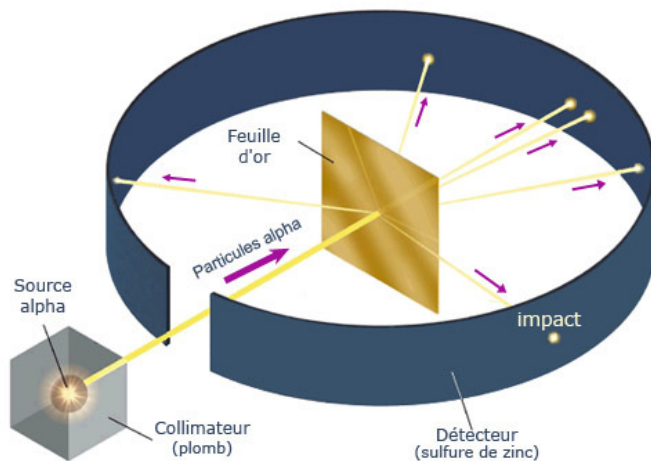


Schéma de l'expérience de Rutherford

Bombardant de très fines feuilles d'or par des particules alpha, Hans Geiger et Ernest Marsden, alors étudiants de Rutherford, observèrent qu'une fraction minime (1 sur 8000) de ces particules étaient défléchies à grand angle comme si elles rebondissaient sur un obstacle massif. Les impacts étaient observés dans l'obscurité au microscope sur un écran de sulfure de zinc scintillant. Rutherford en conclut que l'atome contenait un cœur massif, de charge électrique positive, capable de repousser les particules alpha.

L'expérience de Rutherford peut être considérée comme l'ancêtre et l'archétype de toutes celles qui ont suivi. On y remarque la plupart des éléments des expériences de collisions :

- ▀ un faisceau issu d'une source
- ▀ un accélérateur (confondu avec la source ici)
- ▀ des chambres à vide pour que les particules puissent se propager
- ▀ un espace de glissement et de préparation du faisceau (iris non montré ici, focalisation par la suite)
- ▀ une cible (feuille d'or)
- ▀ un détecteur (scintillateur + microscope)

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 (jusqu'à 1 million de fois celle des particules alpha au LHC au CERN à Genève).

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.

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.

Article original publié en 1911 par Ernest Rutherford (extraits).

Dans l'article d'origine, la conservation de l'énergie est écrite dans un système d'unité tel que le facteur $1/(4\pi\epsilon_0)$ n'est pas présent ; des quantités trigonométriques notées $\sec\theta$ et $\operatorname{cosec}\theta$ sont respectivement les sécante et cosécante de l'angle θ , c'est à dire : $\sec\theta = 1/\cos\theta$ et $\operatorname{cosec}\theta = 1/\sin\theta$. Des notations, archaïques ou prêtant à confusion, ont été modifiées par rapport à l'article d'origine publié par E. Rutherford. Les valeurs numériques ont été transcrites dans le système international d'unités.

**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.**

Communicated by the Author.

A brief account of this paper was communicated to the Manchester Literary and Philosophical Society in February 1911.

§ 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 20,000, were turned through an average angle of 90° in passing through a layer of goldfoil about $0.4 \mu\text{m}$. thick, which was equivalent in stopping-power of the α particle to 1.6 millimetres 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 1.60×10^{-19} C. We shall suppose that for distances less than 10^{-14} m. 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 field E and the potential V at distance r from the centre of an atom for a point inside the atom, are given by

$$E = \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r^2} - \frac{r}{R^3} \right) \quad (i)$$

$$V = \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{r} - \frac{3}{2R} + \frac{r^2}{2R^3} \right) \quad (ii)$$

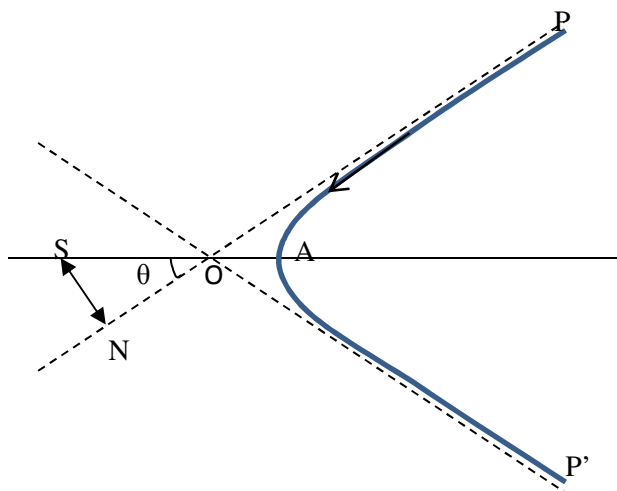
where $\epsilon_0 = 8,84.10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$.

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

$$\frac{1}{2}mu^2 = \frac{Ne}{4\pi\epsilon_0}Q \left(\frac{1}{b} - \frac{3}{2R} + \frac{b^2}{2R^3} \right) \quad (iii)$$

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 $2 \cdot 09 \times 10^7 \text{ m.s}^{-1}$ per second is about $3 \cdot 4 \times 10^{-14} \text{ m}$. 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^{-10} m , 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.

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. $p = SN$ is the perpendicular distance from centre on direction of initial motion of particle.



Let angle $POA = \theta$. Let v_0 = velocity of particle on entering the atom, v its velocity at A , then from consideration of angular momentum $p.v_0 = SA.v$.

From conservation of energy

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{NeQ}{4\pi\epsilon_0 SA}$$

$$v^2 = v_0^2 \left(1 - \frac{b}{SA} \right) \quad (iv)$$

[On ne demande pas une analyse détaillée du calcul géométrique menant à l'expression (1).]

Since the eccentricity is $1/\cos\theta$, $SA = SO+OA = p(1/\sin\theta) \cdot (1 + \cos\theta) = p \cotan(\theta/2)$,

$$p^2 = SA(SA - b) = p \cotan(\theta/2)(p \cotan(\theta/2) - b),$$

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

The angle of deviation φ of the particle is $\pi - 2\theta$ and $\cotan(\varphi/2) = 2p/b$ (1)

(a simple consideration shows that the deflexion is unaltered if the forces are attractive instead of repulsive).

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 p/b are shown in the following table :

p/b	10	5	2	1	•5	•25	•125
φ	$5^\circ \cdot 7$	$11^\circ \cdot 4$	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 $\pi R^2 nt$ in the thickness t .

The probability m of entering an atom within a distance p of its centre is given by $m = \pi p^2 nt$.

Chance dm of striking within radii p and $p + dp$ is given by

$$dm = 2\pi pnt \cdot dp = (\pi/4)ntb^2 \cotan(\varphi/2) \cdot (1/\sin^2(\varphi/2)) d\varphi, \quad (2)$$

since $\cotan(\varphi/2) = 2p/b$.

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

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

$$\rho = (\pi/4)ntb^2 \cotan^2(\varphi/2). \quad (3)$$

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

$$\rho = (\pi/4)ntb^2 (\cotan^2(\varphi_1/2) - \cotan^2(\varphi_2/2)). \quad (4)$$

It is convenient to express the equation (2) in another form to 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

$$y = \frac{Qdm}{2\pi r^2 \sin\varphi d\varphi} = \frac{ntb^2 Q}{16r^2 \sin^4\varphi/2}. \quad (5)$$

Since $b = 2NeQ/(4\pi\epsilon_0 mu^2)$, we see from this equation that the number of α particles (scintillations) per unit area of zinc sulphide screen at a given distance r from the point of incidence of the rays is proportional to :

- (1) $1/(\sin^4(\varphi/2))$ or $1/\varphi^4$ 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.

[...]

Questions :**1. Modèles d'atomes :**

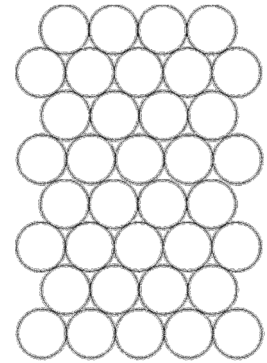
Quel était le modèle d'atome proposé par J.J. Thomson ? Quels arguments lui donnaient-ils a priori une validité ? En quoi l'expérience de Rutherford a-t-elle permis de le remettre en cause ? Résumer les conclusions de cette expérience.

2. Probabilité de déviation :

Une particule α est 50 fois moins massive qu'un atome d'or. De plus sa vitesse est en moyenne de $15000 \text{ km}\cdot\text{s}^{-1}$. Une particule alpha est chargée positivement, elle correspond à un noyau d'hélium He^{2+} . Il y a 1000 rangées d'atome dans une épaisseur de feuille de $0,6 \mu\text{m}$, rangés de manière compacte. Les atomes contiennent des électrons chargés négativement et un noyau chargé positivement. Ils sont cependant de charge neutre : la charge du noyau compense celle des électrons.

Le numéro atomique de l'hélium est $Z_{\text{He}} = 2$, pour l'or $Z_{\text{Au}} = 79$. La masse atomique de l'or est $A_{\text{Au}} = 197$.

Le rayon des atomes d'or est de $r_{\text{at}} = 0,15 \text{ nm}$ et celui des noyaux de ces atomes est de $r_{\text{n}} = 8,1 \cdot 10^{-15} \text{ m}$.



Que va-t-il se passer quand les particules alpha vont atteindre la feuille d'or ? Justifiez votre réponse. Illustrer votre hypothèse 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. Distance minimale d'approche.

Dans l'expérience de Rutherford, les valeurs sont :

- la masse des particules alpha $m = 6,7 \times 10^{-27} \text{ kg}$,
- la charge d'une particule alpha $q_1 = 2 \times (1,6 \times 10^{-19}) \text{ C}$,
- la charge d'un noyau d'or $q_2 = 79 \times (1,6 \times 10^{-19}) \text{ C}$
- la vitesse initiale des particules alpha $v = 2,09 \times 10^7 \text{ m/s}$

Estimer la distance minimale d'approche des particules alpha vis à vis du noyau atomique. A quelle situation de trajectoire cela correspond-il ? Le calcul de cette distance permet-il de déduire la taille de l'atome ? La taille du noyau ?

Les questions suivantes exploitent explicitement l'article de Rutherford.

- Identifier dans les expressions (i), (ii) les termes correspondant respectivement à l'interaction avec le noyau et avec la distribution de charge négative (représentant le nuage électronique). Pourquoi a-t-on un terme en $3Ne/(4\pi\epsilon_0 \cdot 2R)$ dans l'expression du potentiel V ?
- Que représente la grandeur notée b ? Vérifier la valeur proposée pour b dans les conditions évoquées dans l'article : vitesse incidente de $2,09 \cdot 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ et $N = 100$.
- Que représente la relation écrite $p \cdot v_0 = SA \cdot v$? Justifier sa construction.
- Comment est obtenue la relation (iv) ?
- A quelle condition obtiendrait-on une déviation d'une particule α d'un angle de $\pi/2$?
- Les valeurs de déviation données dans le tableau ont-elles été directement mesurées ? Pourquoi ? Quel est l'intérêt et la signification de l'expression (5) ?
- 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 ?
- A partir de la relation de De Broglie, calculer la longueur d'onde λ de l'onde associée aux particules alpha. Comparer à la taille du noyau d'un atome d'or. Le modèle de la goutte liquide donne pour celui-ci une expression du rayon de forme $r = r_0(A)^{1/3}$ où $r_0 = 1,4 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ et A est la masse atomique du noyau. Conclure.