

# Lycée Baimbridge, MP 2025-2026

*à rendre pour le 25 septembre 2025*

## Physique Chimie

### DM 3

#### Modèles de l'atome (Mines Ponts 2014 et Centrale 2004)

Ce problème se propose d'étudier deux modèles de l'atome qui ont été proposés au XXe siècle : le modèle de Thomson et le modèle de Rutherford.

### 1 Le modèle de Thomson (1904) (Mines PC 2014)

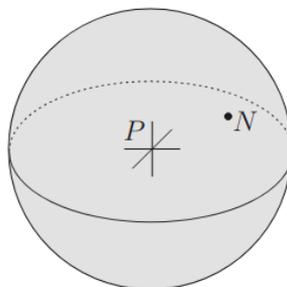


Figure 1: Modèle de Thomson de l'atome.

Ce modèle est postérieur à la découverte de l'électron, en 1897 par Thomson, mais antérieur à la découverte du noyau par Rutherford en 1911. Il postule qu'un atome d'hydrogène est constitué d'un électron ponctuel noté  $N$ , de masse  $m$  et de charge  $q_N = -e$  évoluant dans nuage sphérique, de centre  $P$ , de rayon  $a = 5.00 \times 10^{-11}$  m, et dont la charge totale  $q_P = +e$  est répartie dans cette sphère avec une densité volumique de charge  $\rho$  uniforme. On suppose que l'électron peut se mouvoir sans frottement à l'intérieur du nuage. La masse  $M$  de ce nuage étant très supérieure à celle de l'électron, on pourra supposer  $P$  fixe dans le référentiel galiléen d'observation ;  $N$  est mobile et repéré par son vecteur position  $\vec{r} = \overrightarrow{PN}$ .

□ 1 – Déterminer le champ électrostatique  $\vec{E}_+(N)$  créé par le nuage positif au niveau de l'électron, en fonction de  $e, a, \epsilon_0$  (permittivité du vide) et  $\vec{r}$ . On suppose que l'électron reste à l'intérieur du nuage.

□ 2 – Montrer que le mouvement de l'électron dans ce champ est associé à une fréquence  $f_0$  que l'on exprimera en fonction de  $m, e, a$  et  $\epsilon_0$ . Déterminer la valeur numérique de la longueur d'onde  $\lambda_0$  de la radiation électromagnétique ayant cette fréquence  $f_0$ . Dans quel domaine ce rayonnement est-il prévu par le modèle ?

## 1.1 Notion de polarisabilité

On applique un champ extérieur uniforme  $\vec{E}_0$  au système de la section 1.2 constitué par le nuage et l'électron.

□ 3 – Déterminer la position d'équilibre  $\vec{r}_{eq} = \overrightarrow{PN}_{eq}$  de l'électron sous les effets des champs  $\vec{E}_0$  et  $\vec{E}_+(N)$ , en déduire le moment dipolaire électrique  $\vec{p}$  de l'atome qu'induit l'application de  $\vec{E}_0$ . De manière générale, la polarisabilité  $\alpha$  d'un atome est définie par la relation  $\vec{p} = \alpha \epsilon_0 \vec{E}_0$ . Relier  $\alpha$  au volume  $V$  du nuage.

Le coefficient numérique trouvé dans la relation entre  $\alpha$  et  $V$  de la question 5 (imposé par le modèle de Thomson) n'est pas exactement conforme à la réalité. Cependant, à ce coefficient numérique près, la relation se vérifie pour les atomes polyélectroniques et les molécules.

□ 4 – Comparer la polarisabilité du lithium ( $Z = 3$ ) et celle du néon ( $Z = 10$ ). Le fluor et l'iode sont deux halogènes situés sur la même colonne de la table périodique, sur la seconde ligne pour le fluor et la cinquième pour l'iode. Comparer la polarisabilité d'une molécule de difluor et celle d'une molécule de diiode.

## 2 Le modèle de Rutherford (1911) (Centrale MP 2004)

L'expérience réalisée en 1911 par le physicien anglais Rutherford a été l'une des étapes les plus importantes dans l'histoire de la physique atomique. L'expérience consiste à bombarder une mince feuille d'or avec les particules  $\alpha$  émises par un corps radioactif. On

constate que ces particules  $\alpha$  ressortent de la feuille métallique, certaines étant déviées : on dit qu'elles sont diffusées. Quelques rares particules sont même rétrodiffusées, c'est-à-dire qu'elles sont déviées d'un angle supérieur à 90 degrés. On se place dans le référentiel du laboratoire, supposé galiléen, où la feuille est fixe. On étudie, pour le moment, la diffusion d'une particule  $\alpha$  par un atome cible  $B$ .

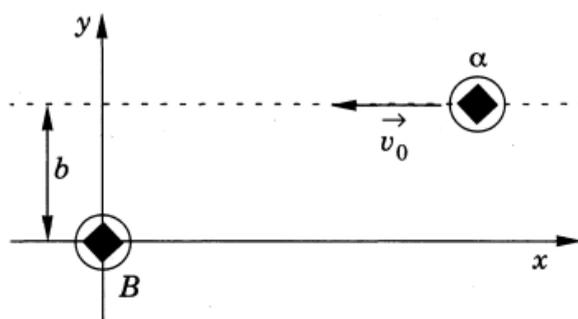


Figure 2: Expérience de Rutherford.

La particule  $\alpha$ , de masse  $m_a$ , arrive de l'infini avec une vitesse  $\vec{v}_0$  et un paramètre d'impact  $b$  comme indiqué sur la figure. L'atome cible  $B$  possède une masse  $m_b$  telle que  $m_b \gg m_a$ .

On néglige toute interaction gravitationnelle. L'énergie potentielle d'interaction électrostatique est prise nulle à l'infini.

On suppose comme à l'époque que la partie essentielle de la masse de l'atome est liée à sa charge positive. Une particule  $\alpha$  est un atome d'hélium ionisé, portant deux charges élémentaires positives et de nombre de masse égal à 4.

## 2.1 Invalidation du modèle de Thomson

□ 5 – Expliquer pourquoi on peut considérer le mouvement des particules  $\alpha$  comme étant insensible à l'interaction avec les électrons de l'atome  $B$ . On proposera un raisonnement qualitatif faisant abstraction de la présence du noyau. On pourra s'appuyer sur la différence entre la masse de l'électron ( $m_e = 9.1 \times 10^{-31}$  kg) et celle d'un nucléon ( $m_n = 1.7 \times 10^{-27}$  kg).

□ 6 – Dans le cas de l'expérience de Rutherford, les atomes cibles étaient des atomes d'or ( $Z = 79$  et  $A = 197$ ). Qu'en déduit-on pour la position du centre de masse dans l'expérience ? Quelle hypothèse peut-on raisonnablement faire pour l'atome cible  $B$  ? Finalement, à quoi est due la déviation de la particule  $\alpha$  ?

On se propose de montrer que l'existence de particules rétrodiffusées invalide le modèle de Thomson. Pour ce faire, on peut se contenter de trouver une majoration de l'angle maximal de déviation prévu par ce modèle. Le rayon de l'atome est  $a = 0.1$  nm.

□ 7 – Montrer, en utilisant le modèle de Thomson vue en partie 1, que la particule  $\alpha$  perçoit une force électrostatique maximale  $F_{max}$  en  $r = a$  et évaluer numériquement  $F_{max}$ .

□ 8 – On donne la vitesse de la particule  $\alpha$  incidente :  $v_0 = 1.6 \times 10^7 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ . On suppose que la force  $F_{max}$  s'applique constamment *dans* l'atome  $B$  à la particule  $\alpha$  afin de la faire dévier. Evaluer numériquement une majoration de l'angle de déviation maximale possible.

□ 9 – En pratique, la feuille d'or utilisée comportait environ 400 plans atomiques successifs. Conclure quant à la validité du modèle de Thomson.

## 2.2 Confrontation du modèle de Rutherford à l'expérience

Rutherford propose dans son modèle, par rapport au modèle de Thomson, une répartition différente de la charge positive  $+Ze$  : celle-ci se trouve maintenant dans un noyau quasi-ponctuel autour duquel gravitent les électrons. On se place dans le référentiel galiléen du laboratoire où l'atome  $B$  est fixe.

□ 10 – Pourquoi parle-t-on de modèle planétaire ? A quelles grandeurs mécaniques peut-on faire correspondre, par analogie, la constante  $\epsilon_0$ , la charge de l'électron et la charge du noyau ?

□ 11 – Donner l'expression de l'énergie potentielle d'interaction de la particule  $\alpha$  avec l'atome  $B$ , dans le modèle de Rutherford, sous la forme  $W(r) = K/r$ . On donnera l'expression de  $K$ .

□ 12 – Soit  $\vec{r} = \overrightarrow{BM}$  le vecteur position de la particule  $\alpha$ ,  $\vec{v}$  sa vitesse et  $\vec{\ell}$  son moment cinétique. Montrer que  $\vec{\ell}$  est constant. Quelle conséquence en déduit-on pour la trajectoire ?

On peut montrer dans ce cas que la trajectoire est une hyperbole. Représenter l'allure de la trajectoire.

□ 13 – On définit le vecteur suivant :

$$\vec{\mathcal{L}} = m\vec{v} \wedge \vec{\ell} + m_\alpha K \vec{e}_r \quad (1)$$

Montrer que c'est une constante du mouvement.

□ 14 – En utilisant les expressions initiale et finale du vecteur  $\vec{\mathcal{L}}$ , démontrer la relation liant le paramètre d'impact  $b$  à l'angle de déviation  $\phi$  :

$$b = \frac{\beta}{\tan(\phi/2)} \quad \text{avec} \quad \beta = \frac{K}{m_\alpha v_0^2} \quad (2)$$

□ 15 – Conclure : ce modèle permet-il d'expliquer l'observation de trajectoires rétrodiffusées ?