

LC-23-Modèles de l'atome.

Maud

12 juin 2022

Pré-requis

-

Références

- [1] Jean-Louis Basdevant. *Mécanique quantique*. École polytechnique Marketing Ellipses, Palaiseau Paris, 1986.
- [2] Christian Garing. *Ondes électromagnétiques dans le vide et les milieux conducteurs*. Ondes 2. Ellipses, Paris, 1998.
- [3] José-Philippe Pérez, Robert Carles, and Robert Fleckinger. *Électromagnétisme : fondements et applications avec 300 exercices et problèmes résolus*. Enseignement de la physique. Masson, Paris [etc., 2e édition. édition, 1996.
- [4] José-Philippe Pérez, Robert Carles, and Olivier Pujol. *Quantique : fondements et applications avec 250 exercices et problèmes résolus*. De Boeck, Bruxelles, 2013.
- [5] Luc Valentin. *Physique subatomique, noyaux et particules : I. Approche élémentaire*. Enseignement des sciences, 1982.
- [6] François Vandenbrouck, Bernard Salamito, and Dominique Chardon. *Physique : PC-PC* tout-en-un*. J'intègre tout-en-un. Dunod, Malakoff, 5e édition. édition, 2019.

Table des matières

1	Introduction	1
2	Modèle de Thomson : une approche classique de l'atome	2
2.1	Principe	2
2.2	Champs crée par une sphère uniformément chargée	2
2.3	Modèle de l'électron élastiquement lié	2
2.4	Limites du modèle	2
3	Modèle de Rutherford : modèle planétaire	3
3.1	Limites du modèle	3
4	Modèle de Bohr : Modèle semi-classique/ planétaire	3
4.1	Limite du modèle	4
5	Modèle de Schrodinger	4
6	Approche de MQ moderne	4

1 Introduction

Introduction pédagogique

Objectifs pour les profs

-

Objectifs pour les élèves

-

Activités pour les élèves

-

Introduction générale

[4]p.69 avec le spectre de raie de l'hydrogène

2 Modèle de Thomson : une approche classique de l'atome

2.1 Principe

L'atome est composé d'électrons plongés dans une "soupe" de charges positives pour équilibrer les charges négatives. Ce modèle classique permet d'expliquer la polarisabilité des atomes.

2.2 Champs crée par une sphère uniformément chargée

[6] celui de 2014 p.506

2.3 Modèle de l'électron élastiquement lié

Hypothèses :

- $M \ll m_e$: le noyau de l'atome d'hydrogène reste fixe (NB ici c'est pas nécessaire parce qu'on n'a pas encore considéré de noyau)
- La position de l'électron varie sur une échelle $a \ll \lambda$. Du coup on peut considérer le champ uniforme au niveau de l'électron : $a \sim 10^{-10}$ m et $\lambda \sim 10^{-6}$ m
- le mouvement de l'électron est non relativiste cf. force de Lorentz, comme le milieu est dilué, la vitesse est proche de c
- l'électron est élastiquement lié au noyau : il subit une force de rappel $F = -m\omega_0^2 \vec{r}$ où l'on peut montrer d'après le champ calculé précédemment que $F = -e \times \frac{Ze}{4\pi\epsilon_0 R^3} \vec{e}_r$
- l'électron va rayonner, donc dissiper de l'énergie. On modélise avec une force de frottement fluide $F = \frac{m}{\tau} \frac{d\vec{r}}{dt}$

[6] celui de 2014 p.556

On fait l'application pour l'hydrogène.

2.4 Limites du modèle

Transition

En 1911, Rutherford effectue des expériences sur la radioactivité. Il bombarde une feuille d'or de rayons α , il prévoit que les rayons seraient légèrement déviés par les électrons dont parlait Thomson **mais** il s'avère qu'il y a des certains rayons qui sont réfléchis sur la feuille. Comme les particules de même charges électriques se repoussent, Thomson conclue de l'existence d'un noyau chargé positivement dans la constitution de l'atome. Ainsi, on en conclue qu'il existe un petit noyau massif chargé positivement autour duquel les électrons tournent de manière aléatoire.

3 Modèle de Rutherford : modèle planétaire

En 1912, Ernest Rutherford (1871 – 1937), physicien et chimiste de formation, va perfectionner le modèle de Thomson. [2] p.187 rayonnement par diffusion de Rutherford

- expérience faite dans le vide
- feuille d'or extrêmement fine pour avoir une unique collision
- écran pour détecter les particules alpha en ZnS (propriétés scintillantes)

De part son expérience, il va réussir à déterminer 2 éléments importants.

- L'atome est essentiellement constitué de vide : Lorsque les particules alpha passent la feuille d'or, on peut observer que la majorité des impacts sur le détecteur se situent sur la même trajectoire initiale de ces particules. Elles n'ont pas été déviées et elles n'ont donc rencontré aucun obstacle. Si les particules alpha ne sont pas déviées, c'est qu'il n'y avait pas d'obstacle sur leur trajectoire. Elles ont donc traversé, au niveau de la feuille d'or, le vide.
- L'atome possède un noyau de charge positive : On peut aussi observer des impacts qui étaient déviés à plus de 90°. Il y a donc eu une collision entre les particules alpha et autre chose. Rutherford déterminera qu'un noyau, de charge positive et qui contient la quasi totalité de la masse totale, est responsable de cette déviation.

Ce qu'on peut calculer :

- la distance minimale d'approche [5] p.10
- hypothèses de l'expérience : [5] p.10

3.1 Limites du modèle

[3] p.381 et épreuve physique A 2011 Cependant ce modèle n'est pas en accord avec les lois de l'électromagnétisme. En effet, l'électron sur son orbite est radialement accéléré et devrait donc rayonner selon la loi de Larmor. Ceci impliquerait une perte de l'énergie totale de l'électron, qui s'écroulerait alors sur le noyau.

Si on suppose un modèle planétaire alors l'électron accéléré tourne autour de l'atome à une certaine fréquence d'oscillation notée ω_0 . On admet que la puissance rayonnée par un dipole en moyenne s'exprime :

$$\langle \mathcal{P}_{ray} \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4 p_0^2}{12\pi c}$$

De plus $\vec{p} = p_0 \cos(\omega_0 t) \vec{e}_r = -e r_0 \cos(\omega_0 t) \vec{e}_r$.

En appliquant le théorème de l'énergie mécanique sur le dipole, i.e. l'électron. On obtient avec $dt \gg T$ (T le temps sur lequel on moyenne l'énergie moyennée) :

$$\frac{dE}{dt} = \langle \mathcal{P}_{ray} \rangle$$

car la puissance électromagnétique rayonnée par le dipole est puisée dans son énergie mécanique $E = m\omega_0^2 r_0^2 / 2$ (on isole r_0 de cette expression) qui diminue au cours du temps.

$$\langle \mathcal{P}_{ray} \rangle = \frac{\mu_0 \omega^4 (-e r_0)^2}{12\pi c} = \frac{E}{\tau} \text{ avec } \tau = \frac{6\pi m c}{\mu_0 \omega_0^2 e^2}$$

On obtient la même équation différentielle que dans le perez. On résout et on trouve une exponentielle décroissante. τ est donc la durée de vie du dipole. On fait l'ordre de grandeur que le perez donne. Pour vérifier les hypothèses sur les temps et donner un ordre de grandeurs de la durée de vie de l'atome.

De plus, ce modèle n'explique absolument pas la série de Balmer du spectre de l'hydrogène.

Transition

La série de Balmer et le modèle planétaire de Rutherford menèrent Bohr à proposer un nouveau modèle.

4 Modèle de Bohr : Modèle semi-classique/ planétaire

[4] p.72 On a les deux hypothèses que Bohr donne à son modèle.

On obtient le rayon de bohr, on donne l'odg.

On a l'énergie mécanique donnée par le modèle planétaire $E = \frac{-e^2}{2r_0}$. On trouve avec la quantification du rayon la constante de rydberg et on donne sa valeur.

4.1 Limite du modèle

[4]p.83

Transition

Mais du coup d'où vient la quantification ?

5 Modèle de Schrodinger

On modélise l'électron de l'atome d'hydrogène par un puits infini [4] p.199

6 Approche de MQ moderne

[1] p.233

BO