

## CHAPITRE III : QUANTIFICATION DE L'ENERGIE

### III-1. MODÈLE ATOMIQUE DE BOHR (CAS DE L'ATOME D'HYDROGÈNE)

Le modèle de Bohr est une théorie physique cherchant à comprendre la constitution d'un atome et plus particulièrement, celui de l'hydrogène et des ions hydrogénoïdes (ions ne possédant qu'un seul électron). Ce modèle repose sur certain nombre de postulats que nous allons citer.

### III-2. POSTULATS DE BOHR

Pour expliquer la stabilité de l'atome d'hydrogène et l'origine des raies de son spectre, Bohr dans son modèle eut recours à des postulats :

- L'électron décrit autour du noyau des orbites circulaires.
- A chaque orbite correspond une énergie bien définie, et l'électron ne peut se mouvoir que sur certaines orbites de rayon bien déterminé. Un électron décrivant une orbite se trouve dans un état stationnaire d'énergie.
- Lorsque l'électron passe de l'état stationnaire permis d'énergie  $E_2$  à un autre état stationnaire également permis d'énergie  $E_1$  inférieure à  $E_2$ , il perd de l'énergie sous forme d'une radiation électromagnétique de fréquence  $\nu$  telle que :

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

Avec :  $E_2 - E_1$  : perte d'énergie de l'électron.

$\nu$  : fréquence de rayonnement émis.

$h$  : constante de Planck

- Le moment cinétique du système est quantifié, il ne peut prendre que des multiples entiers de la quantité  $\frac{h}{2\pi}$ , soit :

$$mvr = \frac{nh}{2\pi}$$

Avec :  $m$  : masse de l'électron.

$v$  : vitesse de l'électron

$r$  : rayon de l'orbite décrite par l'électron.

$n$  : nombre d'orbite.

### III-3. RESULTATS

Ce modèle (modèle de Bohr) supposant que l'électron de l'hydrogène décrivait autour du noyau des orbitales circulaires.

Pour que l'électron reste sur une orbite circulaire il faut que la force centrifuge  $F_1 =$  force d'attraction coulombienne  $F_2$ .

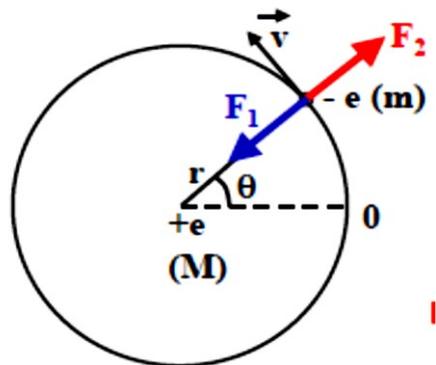
$$\frac{mv^2}{r} = k \frac{e^2}{r^2} \Rightarrow r = k \frac{e^2}{mv^2} \dots \dots \dots (1)$$

$v$ : vitesse tangentielle de l'électron

$r$ : distance entre électron-noyau

$m$ : masse de l'électron

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \text{ ou } \epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12} C^2 N^{-1} m^{-2} \text{ (permittivité du vide)}$$



**Energie totale = Energie potentielle + Energie cinétique**

Energie potentielle :  $E_p = -k \frac{e^2}{r} \dots \dots \dots (2)$

Energie cinétique :  $E_c = \frac{1}{2} mv^2 = \frac{1}{2} k \frac{e^2}{r} \dots \dots \dots (3)$

(2) + (3)  $\Rightarrow E_T = \frac{-1}{2} k \frac{e^2}{r} \dots \dots \dots (4)$

Orbites stationnaires  $2\pi r = n\lambda \dots \dots \dots (5)$

Longueur d'onde  $\lambda = \frac{h}{mv} \dots \dots \dots (6)$

De (5) et (6) en trouve :  $v = \frac{nh}{2\pi mr} \dots \dots \dots (7)$

En remplaçant (7) dans (1) on détermine :

❖ Le rayon des orbites :  $r_n = n^2 \frac{h^2}{4\pi^2 k m e^2}$

Pour  $n=1 \Rightarrow r_1 = 5,3 \times 10^{-11} m = 0,53 \text{ \AA}$ .

Donc on peut écrire :

$$r_n = r_1 \times n^2 = 0,53 \times n^2 \quad (\text{\AA})$$

❖ L'énergie correspondante (4) :  $E_n = \frac{-1}{n^2} \frac{2me^4\pi^2k^2}{h^2} = \frac{-1}{n^2} 13,6(eV)$

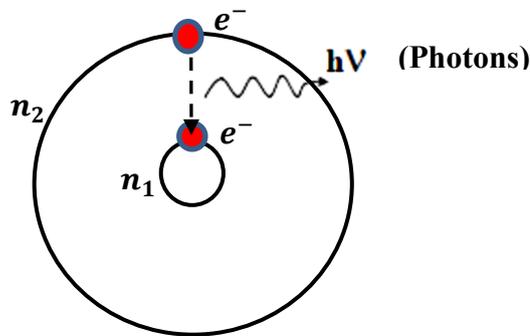
Pour  $n=1$   $E_1 = -13,6eV$ .

Donc :

$$E_n = \frac{-E_1}{n^2} = \frac{-13,6}{n^2} \quad (eV)$$

L'énergie  $\Delta E$  correspondant à l'émission ou l'absorption d'un quantum :

Lorsque l'électron saute d'une orbite de rang  $n_2$  sur une autre orbite de rang  $n_1$  moins énergétique ( $n_2 > n_1$ ) (émission), il perd de l'énergie et émet une radiation d'énergie  $h\nu$ .



**Figure 6.** Représentation Schématique d'une transition électronique avec émission d'un photon.

$$\Delta E = h\nu = E_{n_2} - E_{n_1} \quad \text{donc} \quad h \frac{c}{\lambda} = \frac{2me^4\pi^2k^2}{h^2} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

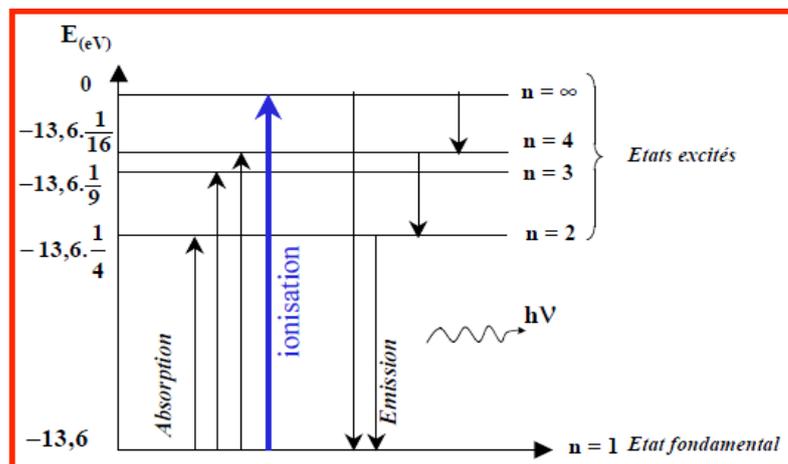
En déduit la constante de **RYDBERG** on  $\hat{\nu} = \frac{1}{\lambda}$

$$\hat{\nu} = \frac{1}{\lambda} = \frac{2me^4\pi^2k^2}{h^3c} \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

Avec  $R_H = \frac{2me^4\pi^2k^2}{h^3c}$

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = R_H \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) \text{ avec } R_H = 1,079 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$$

$\nu$ : nombre d'onde,  $\lambda$ : la longueur d'onde,  $c$ : la vitesse de la lumière et  $k$ : constante de Planck.



**Figure 7.** Diagramme des niveaux d'énergie et transition pour l'hydrogène.

### III-4. SERIES SPECTRALES DE L'HYDROGENE

On appelle spectre, l'ensemble des radiations monochromatiques (une seule couleur et donc bien définie) qui composent la lumière visible ou non. On distingue deux types de spectres.

- Spectre continu : lumière d'une lampe électrique par exemple.
- Spectre discontinu ou discret : spectre de l'atome d'hydrogène par exemple (voir plus loin).

Si on chauffe l'hydrogène (ou tout autre gaz) sous faible pression, il devient incandescent et émet de la lumière. A l'aide d'un prisme on peut analyser cette émission lumineuse.

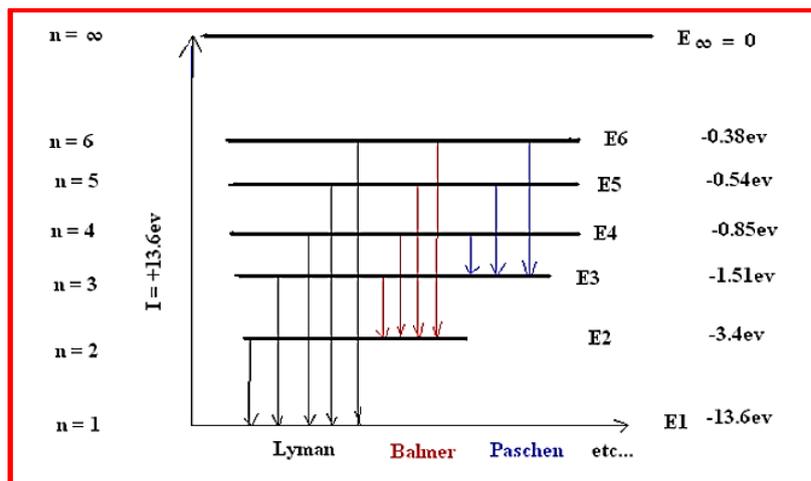
Sur la plaque photo On obtient un spectre de raies discontinues ; chaque raie correspond à une fréquence caractéristique. Il s'agit du spectre d'émission de l'hydrogène.

On a plusieurs séries de raies :

- $n_1 = 1$  et  $n_2 = 2,3,4, \dots \dots \infty$  : Série de **Lyman** (U.V)
- $n_1 = 2$  et  $n_2 = 3,4,5, \dots \dots \infty$  : Série de **Balmer** (Visible)
- $n_1 = 3$  et  $n_2 = 4,5,6, \dots \dots \infty$ : Série de **Paschen**
- $n_1 = 4$  et  $n_2 = 5,6,7, \dots \dots \infty$ : Série de **Brackett**
- $n_1 = 5$  et  $n_2 = 6,7,8, \dots \dots \infty$  : Série de **Pfund**

(I.R)

Une série de raies est interprétée comme la manifestation de désexcitations, ayant toutes en commun le retour vers un niveau d'énergie  $E_n$  donné. Ainsi les désexcitations vers le niveau fondamental constituent la série de LYMAN, les transitions vers  $n = 2$ ;  $3$  et  $4$  constituent respectivement les séries de BALMER, PASCHEN et BRACKETT. Chaque série est constituée d'un grand nombre de raies dont les longueurs d'onde se rapprochent et tendent vers une longueur d'onde limite (voir la figure 8).



**Figure 8.** Désexcitations envisageables

Lorsque l'électron se trouve sur le niveau  $n = 1$ , l'atome d'hydrogène possède l'énergie la plus faible, il est donc son état fondamental (niveau de stabilité de l'atome) ; les autres niveaux correspondent à des états excités. On peut remarquer qu'à mesure que  $n$  croît, la distance entre les niveaux successifs diminue. Lorsque  $n$  tend vers l'infini, l'énergie devient nulle.

### III-5. APPLICATION DE LA THEORIE DE BOHR AUX ATOMES HYDROGENOÏDES

On appelle ions hydrogéoïdes, des cations qui possèdent un seul électron et  $Z$  protons.

Exemple :  $He^+, Li^{+2}, Be^{+3}$  ... .... ect.

Comme les hydrogéoïdes ne possèdent qu'un seul électron on peut faire le même calcul que pour l'hydrogène, excepté que la force électrostatique  $F_2$  entre le noyau de charge  $+Ze$  et l'électron de charge  $-e$  a pour intensité

$$F = k \frac{Ze^2}{r^2}$$

Quand l'énergie potentielle devient :

$$E_p = -k \frac{Ze^2}{r}$$

Le rayon quantifié des orbites ainsi que l'énergie totale seront alors:

$$r_n(\text{hydrogéoïde}) = \frac{r_n(\text{hydrogène})}{Z} = 0,53 \times \frac{n^2}{Z}$$

$$E_n(\text{hydrogéoïde}) = Z^2 \times E(\text{Hydrogène}) = -13,6 \times \frac{Z^2}{n^2}$$

Et pour le nombre d'onde :

$$\nu = \frac{1}{\lambda} = R_H Z^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$$

La théorie de Bohr a fourni une explication à l'existence des raies d'adsorption et d'émission de l'hydrogène ainsi que celles des hydrogéoïdes. Cependant, elle s'est avérée très limitée dès que le système comporte plus d'un électron.

**Dr. KAABI ILHEM**