

12.3. Sommaire des chapitres

<i>I L'ATOME</i>	3
1.1. Historique	3
1.2. Expériences de Rutherford	5
1.3. Modèle en couches de l'atome (modèle de Bohr)	11
1.3.1. Introduction	11
1.3.2. Mécanique quantique	12
1.3.3. Les postulats de Bohr et le nombre quantique principal n	13
1.3.4. Le nombre quantique l	15
1.3.5. Le nombre quantique m	17
1.3.6. Le spin de l'électron	19
1.4. Le rayonnement X	23
1.5. Exercices	26
 <i>II LE NOYAU ATOMIQUE</i>	 29
2.1. Constitution du noyau atomique	29
2.1.1. Les nucléons	29
2.1.2. Définitions	32
2.2. Théorie de la relativité restreinte	36
2.2.1. Introduction	36
2.2.2. Les postulats d'Einstein	36
2.2.3. Les transformations de Lorentz	37
2.2.4. Conséquences des formules de Lorentz	38
2.2.5. Transformations relativistes des vitesses	40
2.2.6. Masse relativiste	41
2.2.7. Relation masse-énergie	42
2.3. Énergie de liaison des nucléons	44
2.3.1. L'unité de masse atomique	44
2.3.2. Énergie dégagée lors de la formation du noyau	44
2.4. Rayon du noyau	50
2.5. Les Forces Nucléaires	53
2.5.1. Mise en évidence des forces nucléaires	53
2.5.2. Les quatre interactions	55
2.5.3. Les messagers d'interaction	58

2.5.4. Les particules fondamentales.....	63
2.6. Systématique des noyaux.....	69
2.6.1. Stabilité et instabilité.....	69
2.6.2. Les noyaux stables.....	71
2.6.3. Diagramme des nucléides.....	75
2.7. Modèle en couches du noyau.....	81
2.7.1. Introduction.....	81
2.7.2. Puits de potentiel nucléaire.....	82
2.7.3. Répartition des neutrons et protons sur les couches.....	86
2.8. Modèle de la goutte liquide.....	92
2.8.1. Formule semi-empirique de masse.....	92
2.8.2. Paraboles de stabilité.....	96
2.9. Exercices.....	102
III LES DÉSINTÉGRATIONS RADIOACTIVES.....	109
3.1. Introduction.....	109
3.2. Décroissance radioactive.....	112
3.2.1. Activité.....	112
3.2.2. Loi de décroissance radioactive.....	113
3.2.3. Période radioactive.....	115
3.2.4. Vie moyenne d'un atome radioactif.....	116
3.2.5. Unités de radioactivité.....	116
3.2.6. Rapport d'embranchement.....	118
3.3. Désintégration α	120
3.3.1. Introduction.....	120
3.3.2. Énergétique de la radioactivité α et schéma de désintégration.....	120
3.3.3. Structure fine.....	123
3.3.4. Particules α de long parcours.....	124
3.3.5. Passage des particules α à travers la barrière de potentiel : effet tunnel.....	126
3.3.6. Systématique de la radioactivité α : loi de Geiger et Nuttal.....	134

3.4. Désintégration β et capture électronique.....	137
3.4.1. Introduction.....	137
3.4.2. Énergétique de la désintégration β^+	137
3.4.3. Systématique de la radioactivité β	144
3.4.4. Capture électronique.....	146
3.4.5. Effet Auger.....	148
3.4.6. Destin des électrons éjectés.....	150
3.5. La fission.....	151
3.5.1. Introduction.....	151
3.5.2. Fission spontanée et fission provoquée.....	152
3.5.3. Fragments et produits de fission.....	157
3.5.4. Énergétique de la fission.....	161
3.6. Émission gamma et conversion interne.....	164
3.6.1. Émission gamma.....	164
3.6.2. Conversion interne.....	167
3.6.3. État métastable.....	169
3.7. Radioactivité par neutrons et protons différés.....	172
3.7.1. Émission de neutrons différés.....	172
3.7.2. Émission de protons différés.....	174
3.8. Exercices.....	175
<i>IV LES FILIATIONS RADIOACTIVES.....</i>	<i>195</i>
4.1. Filiations de deux corps radioactifs.....	195
4.1.1. Introduction.....	195
4.1.2. Expression de la filiation de deux corps radioactifs.....	196
4.1.3. Cas particuliers.....	200
4.2. Expression générale des filiations radioactives : formule de Bateman.....	203
4.3. Application de l'équilibre séculaire : les familles radioactives naturelles.....	205
4.3.1. Historique.....	205
4.3.2. Les familles radioactives naturelles.....	206
4.4. Activation.....	210
4.5. Exercices.....	212

V INTERACTIONS DES RAYONNEMENTS ET DE LA MATIÈRE	215
5.1. Classification des rayonnements	215
5.1.1. Classification des rayonnements selon leur nature	215
5.1.2. Classification des rayonnements selon leurs effets sur le milieu	216
5.2. Effets de la matière sur les radiations électromagnétiques	218
5.2.1. Caractéristiques des rayonnements électromagnétiques	218
5.2.2. Atténuation d'un faisceau de photons	219
5.2.3. Les diverses formes d'interaction des photons avec la matière	222
5.2.4. Effet photoélectrique	223
5.2.5. Diffusion Compton	225
5.2.6. Effet de matérialisation (ou production de paires)	231
5.2.7. Importance relative des diverses interactions	232
5.2.8. Cas d'un matériau irradié complexe ou d'un faisceau polyénergétique	233
5.3. Effets de la matière sur les particules	235
5.3.1. Caractéristiques des rayonnements particuliers	235
5.3.2. Ralentissement des particules chargées lourdes	236
5.3.3. Ralentissement des électrons	242
5.3.4. Effet Cerenkov	246
5.3.5. Ralentissement des neutrons	249
5.4. Effets des rayonnements sur la matière	252
5.4.1. Effets physiques des rayonnements	253
5.4.2. Effets chimiques	255
5.4.3. Effets du rayonnement sur les milieux organiques	259
5.5. Cas particulier de la matière vivante	265
5.5.1. Irradiation et contamination	265
5.5.2. L'EBR	267
5.5.3. Dose équivalente	268
5.5.4. Dose efficace	268
5.5.5. Dose absorbée en cas de contamination interne	270
5.5.6. Considérations épidémiologiques	270
5.5.7. Effets biologiques des rayonnements ionisants	271
5.6. Radioactivité et exposition aux rayonnements	273
5.7. Exercices	276

<i>VI APPLICATIONS DES RAYONNEMENTS ET DES RADIOÉLÉMENTS</i>	293
6.1. Introduction	293
6.2. Méthodologie de l'utilisation des radioéléments	296
6.2.1. <i>Capacité d'émission de radiations</i>	296
6.2.2. <i>Possibilité de détection des radioéléments</i>	297
6.2.3. <i>Identité chimique des traceurs radioactifs avec leurs isotopes stables</i>	297
6.3. Applications en physico-chimie (analyse)	299
6.3.1. <i>Analyse par activation</i>	299
6.3.2. <i>Analyse par traceurs radioactifs</i>	301
6.3.3. <i>Analyse des corps gazeux par ionisation</i>	303
6.4. Utilisations médicales	305
6.4.1. <i>Applications thérapeutiques</i>	305
6.4.2. <i>Aide au diagnostic</i>	307
6.5. Utilisations dans les sciences de la terre et de l'environnement	311
6.5.1. <i>Applications dans les sciences de la terre</i>	311
6.5.2. <i>Applications dans les sciences de l'environnement</i>	315
6.6. Utilisations industrielles	318
6.6.1. <i>Contrôle non destructif</i>	318
6.6.2. <i>Jauges radiométriques de mesure</i>	319
6.6.3. <i>Traceurs industriels</i>	321
6.6.4. <i>Applications de l'ionisation des gaz</i>	323
6.6.5. <i>Applications énergétiques des sources radioactives</i>	324
6.6.6. <i>Radiotraitements chimiques</i>	325
6.6.7. <i>Coloration des matériaux isolants</i>	326
6.6.8. <i>Préservation des biens culturels</i>	326
6.7. Applications en biologie	328
6.7.1. <i>Rôle des radiotraceurs dans la recherche biologique</i>	328
6.7.2. <i>Radiotraitements biologiques</i>	330
6.8. Conclusion	336
6.9. Exercices	338
<i>VII ANNEXES</i>	343
Annexe I : Constantes fondamentales (S. I.)	344

Annexe II : Unités	345
1. Préfixes utilisés pour les multiples et sous-multiples décimaux d'unités S.I.	345
2. Unités de base du système international S.I. (Conférence Générale des Poids et Mesures : CGPM, 1960).....	346
3. Autres noms et symboles d'unités couramment utilisés en sciences nucléaires.....	347
Annexe III : Structure électronique des éléments	348
Annexe IV : Classification périodique	351
Annexe V : Numéro atomique, symbole nom et masse atomique des éléments	352
Annexe VI : Valeur de E_f/A en fonction de A	353
Annexe VII : Nucléides naturels	357
Annexe VIII : Principaux nucléides non naturels	358
Annexe IX : Z (stabilité) en fonction de A	359
Annexe X : Famille radioactive $4n$	360
Annexe XI : Famille radioactive $4n+1$	361
Annexe XII : Famille radioactive $4n+2$	362
Annexe XIII : Famille radioactive $4n+3$	363
Annexe XIV : Classification des rayonnements électromagnétiques	364
Annexe XV : Les radionucléides présents dans la nature	365
Annexe XVI : La fusion nucléaire	368
 <i>VIII SOLUTIONS DES EXERCICES PROPOSÉS</i>	 371
8.1. Exercices sur l'atome	371
8.2. Exercices sur le noyau.....	380
8.3. Exercices sur les désintégrations radioactives	394
8.4. Exercices sur les filiations radioactives	429
8.5. Exercices sur les interactions rayonnements-matière	435
8.6. Exercices sur les applications de la radioactivité.....	465

<i>IX RAPPELS DE MATHÉMATIQUES</i>	471
9.1. Trigonométrie.....	471
9.2. Dérivées.....	474
9.3. Séries et développements.....	477
9.4. Logarithme et fonction exponentielle.....	480
9.5. Nombres Complexes.....	481
9.6. Calcul intégral.....	486
9.7. Séries trigonométriques.....	489
9.8. Équations différentielles.....	490
9.8.1. Équations différentielles du premier ordre.....	490
9.8.2. Équations différentielles du second ordre.....	493
9.8.3. Équation aux dérivées partielles.....	494
9.9. Calcul vectoriel.....	495
9.9.1. Définitions.....	495
9.9.2. Produit scalaire de deux vecteurs.....	497
9.9.3. Barycentre de n points pondérés.....	498
9.9.4. Produit vectoriel.....	498
9.9.5. Opérateurs différentiels.....	499
9.9.6. Changements de coordonnées.....	501
9.10. Coniques.....	502
9.11. Angle solide.....	503
9.12. Signes et symboles mathématiques.....	504
9.13. Suites de nombres.....	506
 <i>X BIBLIOGRAPHIE</i>	 507
 <i>XI INDEX</i>	 511
 <i>XII SOMMAIRE</i>	 517

I L'ATOME

1.1. Historique

L'origine du mot atome remonte pratiquement à vingt-cinq siècles, à l'époque où Démocrite (vers 460 - vers 370 avant Jésus-Christ), disciple de Leucippe, disait en effet :

"Le doux et l'amer, le chaud et le froid, les couleurs ne sont que des apparences. En réalité, il n'y a que les atomes et le vide. Tout ce qui existe procède des chocs et des combinaisons qui ont lieu entre d'infimes corpuscules insécables, tous faits de la même matière et doués de mouvement, les atomes... Ces atomes sont invisibles".

Cette théorie ne reflétait cependant qu'une simple spéculation intellectuelle, une supposition intuitive que n'était aucune vérification expérimentale.

L'existence des atomes, oubliée par la physique qualitative des alchimistes du Moyen Age, fut une doctrine très controversée dans les milieux savants du dix-septième siècle. En effet, admise par Gassendi (1592-1655) et Bayle (1627-1691), elle fut surtout combattue par Leibniz (1646 - 1716) qui écrivait à ce propos :

"Car s'il y avait des atomes dans la nature, cela irait contre les plus grands principes de la raison".

Ce n'est qu'au début du dix-neuvième siècle, avec la naissance de la chimie moderne, que l'hypothèse atomique se trouva appuyée par un faisceau de faits expérimentaux. Cette théorie s'affirma alors et devint scientifique, notamment grâce aux travaux accomplis par Dalton et Avogadro. A cette époque d'ailleurs, la conception de l'atome différait peu de la notion élaborée par les précurseurs grecs si ce n'est que les chercheurs commençaient alors à se faire une idée précise de ses dimensions, à savoir de l'ordre de l'angström, soit 10^{-10} mètre.

Ainsi tenait-on là les "briques" essentielles de la matière : les atomes dont les multiples combinaisons forment les molécules.

La découverte de l'électron (particule très légère, de masse égale à $9,11 \times 10^{-31}$ kg, chargée d'électricité négative : $-1,602 \times 10^{-19}$ C (coulomb) et émise par la matière) par Thomson, à la fin de ce même dix-neuvième siècle,

allait ébranler la notion d'atome en tant que particule indivisible. Pour tenir compte de cette nouvelle donnée expérimentale, Thomson établit un modèle de l'atome, constitué de charges positives qui se distribuent dans une sphère de rayon égal à l'angström et d'électrons, enfermés à l'intérieur de cette sphère dans laquelle ils se meuvent.

Pour respecter la neutralité électrique de l'atome, les deux charges positive et négative de ce dernier sont, bien entendu, identiques. C'est pour étudier la distribution de ces charges positives, préconisées par Thomson, que Rutherford a entrepris des recherches qui seront décisives pour la compréhension de l'édifice atomique. Nous sommes alors au début du vingtième siècle.

1.2. Expériences de Rutherford (1911)

Les chercheurs utilisaient alors les rayonnements mis en évidence par la récente découverte de la radioactivité (1896) pour explorer la matière. C'est ainsi que Rutherford s'est servi des particules α - dont il avait identifié la nature : des noyaux d'hélium-4 (${}^4_2\text{He}$) - émises par une source radioactive pour réaliser une série d'expériences demeurées célèbres.

Ces rayons α , chargés positivement, sont émis par la source S (figure 1). Après la traversée de deux diaphragmes D_1 et D_2 , ils viennent percuter en O le fond d'un tube dont la paroi avait été enduite de sulfure de zinc. Ce sel a, en effet, des propriétés scintillantes déjà bien connues alors. Ainsi, chaque impact de la particule α se traduit par une scintillation.

Sur le trajet des rayons, l'interposition d'une lame métallique L, la plus mince possible, à la sortie de D_2 , permet de constater que les scintillations concernent alors toute la surface de cet écran, avec des distributions différentes, à épaisseur constante, selon la nature de la lame. Par exemple, la particule percute l'écran en A après une déviation d'un angle φ . L'angle de déviation maximale vaut 180° : la particule est alors rétrodiffusée.

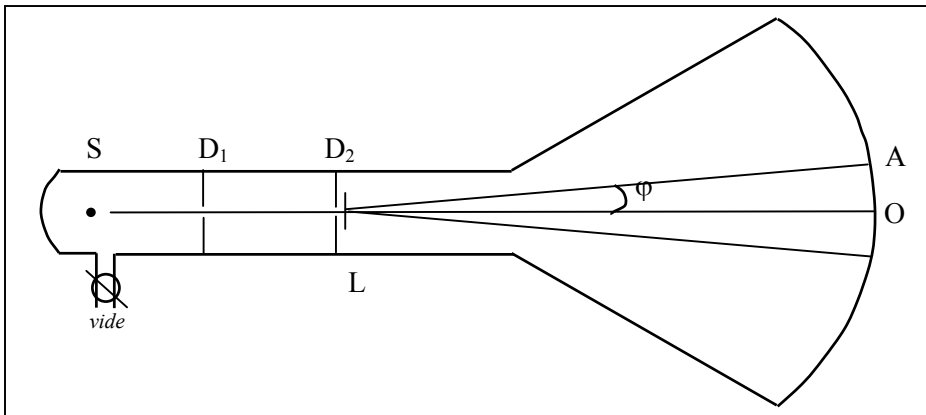


figure 1 : Expérience de Rutherford

Toutefois, les chercheurs de l'équipe de Rutherford avaient constaté que le nombre de particules déviées était très faible, de l'ordre de 1 pour 100 000. Tout se passait comme si, sur 100 000 noyaux d'hélium-4 traversant la lame métallique, 99 999 n'avaient rencontré que le vide. Chaque particule déviée avait donc subi l'influence d'un centre répulsif, donc de

charge électrique positive, très vite appelé **noyau**. La charge de ce dernier variait avec chaque métal utilisé, augmentant (mais non proportionnellement) avec sa masse atomique.

Contrairement à ce qu'avait pensé Thomson, la charge positive de l'atome est, en fait, concentrée dans un très faible volume par rapport à celui de la sphère atomique (le rapport des carrés des rayons du noyau et de l'atome est approximativement égal à la fraction des particules déviées : 1/100 000). Le volume restant est occupé par des électrons qui se meuvent librement dans le vide. Seule, la grande vitesse des électrons (des milliers de kilomètres par seconde) assure la cohésion de l'ensemble de l'édifice atomique.

Un premier calcul simple permet d'obtenir un ordre de grandeur des dimensions de ce noyau. La distance minimale d'approche, r_{\min} , de la particule α (donc la distance incompressible que l'on peut considérer approximativement comme la valeur du rayon du noyau atomique), peut se calculer en écrivant que l'énergie cinétique E_{α} de cette particule est égale à l'énergie de répulsion coulombienne (énergie de répulsion entre charges électriques de même signe, q et q' : voir paragraphe 2.5.2) entre le noyau d'un des atomes constituant la lame métallique mince et le noyau ${}^4_2\text{He}^{2+}$:

$$E_{\alpha} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r_{\min}}$$

Soient des particules α de ${}^{210}\text{Po}$ ($E_{\alpha} = 5,3 \text{ MeV}$ ¹, $q = 2 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$)

¹- L'électronvolt est une unité utilisée pour mesurer les valeurs de très faibles énergies.

En effet, une particule de charge $q = 1$ coulomb soumise à un potentiel $V = 1$ volt possède l'énergie $W = (1\text{coulomb}) \times (1\text{volt}) = 1$ joule.

Cette quantité d'énergie, déjà très faible en soi, puisque $1 \text{ kWh} = 3\,600\,000$ joules, n'est cependant pas adaptée à l'échelle microscopique.

On remplace alors, dans la formule précédente, $q = 1$ coulomb par $q =$ charge élémentaire de l'électron, en lui donnant alors la valeur 1.

On a donc : 1 électronvolt $= 1,6 \cdot 10^{-19}$ joule, puisque la charge élémentaire de l'électron vaut $1,6 \cdot 10^{-19}$ coulomb. Cette unité est symbolisée par eV . Ses multiples les plus couramment employés sont : le kiloélectronvolt (keV) : $1 \text{ keV} = 1,6 \cdot 10^{-16} \text{ J}$
 le mégaélectronvolt (MeV) : $1 \text{ MeV} = 1,6 \cdot 10^{-13} \text{ J}$
 le gigaélectronvolt (GeV) : $1 \text{ GeV} = 1,6 \cdot 10^{-10} \text{ J}$

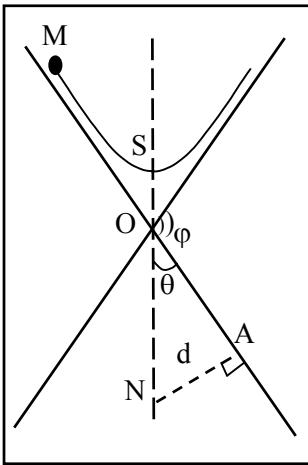
(voir annexes II et III)

et une feuille d'or ($q' = 79 \times 1,6 \times 10^{-19} \text{ C}$) $r_{\min} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2 \times 79 \times (1,6 \cdot 10^{-19})^2}{5,3 \times 1,6 \cdot 10^{-13}}$

d'où $r_{\min} = 4,3 \cdot 10^{-14} \text{ m} = 0,00043 \text{ \AA}$.

Si on rapproche cette valeur de celle du rayon atomique de l'or (1,4 Å), on trouve un rapport rayon de l'atome/rayon du noyau approximativement égal à 3 300.

Ces expériences, réalisées par Geiger et Marsden à la même époque, en relation avec Rutherford, permettent un traitement mathématique plus poussé des phénomènes étudiés.



Une particule M (charge q , masse m) arrivant de l'infini avec une énergie cinétique E_0 (donc une vitesse v_0) passerait à la distance d d'un noyau N (charge q') si celui-ci n'exerçait aucune influence sur elle. En fait, la répulsion coulombienne qui va avoir lieu entre eux, provoque la déviation de la particule M d'un angle φ .

Elle passera donc en S, à la distance l de ce noyau et sera alors animée d'une vitesse v et d'une énergie E .

figure 2 : Trajectoire d'une particule chargée au voisinage du noyau

Comment exprimer l en fonction de ces divers paramètres ?

Écrivons à cet effet les lois de conservation susceptibles de s'appliquer à ce cas particulier :

* Conservation de l'énergie : $\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{l}$

q et q' s'expriment en multiples entiers de la charge élémentaire de l'électron :

$$\frac{1}{2}mv_0^2 = \frac{1}{2}mv^2 + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{ZZ'e^2}{l} \quad (1.1)$$

* Conservation du moment angulaire : $m.v.l = m.v_0.d$ (1.2)

D'après les propriétés des hyperboles, nous pouvons écrire :

$$l = NS = NO + OS = NO + OA$$

$$l = \frac{d}{\sin\theta} + \frac{d \cos\theta}{\sin\theta} \quad \left(\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \right)$$

$$l \sin\theta = d(1 + \cos\theta) \quad (1.3)$$

De (1.2) et (1.3), on tire : $\frac{d}{l} = \frac{v}{v_0} = \frac{\sin\theta}{1 + \cos\theta}$ soit $d = l \frac{\sin\theta}{1 + \cos\theta}$

en divisant (1.1) par $\frac{1}{2} mv_0^2$, on obtient :

$$1 - \frac{ZZ'e^2}{2\pi\epsilon_0 mv_0^2 l} = \left(\frac{v}{v_0} \right)^2 = \frac{\sin^2\theta}{(1 + \cos\theta)^2} = \frac{1 - \cos\theta}{1 + \cos\theta}$$

$$\frac{ZZ'e^2}{2\pi\epsilon_0 mv_0^2 l} = 1 - \frac{1 - \cos\theta}{1 + \cos\theta} = \frac{2\cos\theta}{1 + \cos\theta} \quad (1.4)$$

$$\frac{ZZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 mv_0^2 d} = \frac{\cos\theta}{\sin\theta} = \frac{1}{\tan\theta} = \tan \frac{\varphi}{2} \quad \left(\theta = \frac{\pi}{2} - \frac{\varphi}{2} \right)$$

il en résulte $d = \frac{ZZ'e^2}{4\pi\epsilon_0 mv_0^2 \tan \frac{\varphi}{2}}$ (1.5)

ou encore $\boxed{\tan \frac{\varphi}{2} = \frac{ZZ'e^2}{8\pi\epsilon_0 E_0 d}}$

Physiquement, ces relations expriment que l'angle de déviation de la particule M sera d'autant plus grand que les charges de cette particule et du noyau seront plus élevées et/ou que la distance d sera plus faible (ce qui est logique puisqu'alors la répulsion coulombienne est plus forte). De même, cet angle sera d'autant plus faible que l'énergie cinétique de la particule M sera grande ; or, plus la vitesse de la particule est élevée et plus le temps d'interaction avec le noyau est court : c'est tout aussi logique.

Si E_0 est exprimée en MeV et d en angström, la relation qui lie $\tan \frac{\varphi}{2}$ et d devient : $\tan \frac{\varphi}{2} = 1,44 \times 10^{-5} \frac{ZZ'}{E_0 d}$

Si l'on considère à nouveau l'expérience précédente (bombardement d'une feuille d'or avec des particules α d'énergie 5,3 MeV), on peut calculer cet angle φ pour certaines valeurs de d (exprimée en angström).

$$Z= 2 ; Z'= 79 ; E_0 = 5,3 \text{ MeV} \quad \varphi = 2 \text{ Arc tan} \frac{4,29 \times 10^{-4}}{d}$$

$d(\text{\AA})$	$\varphi(^{\circ})$	$d(\text{\AA})$	$\varphi(^{\circ})$
10^{-1}	$0^{\circ}30'$	10^{-4}	$153^{\circ}50'$
10^{-2}	$4^{\circ}55'$	10^{-5}	$177^{\circ}20'$
10^{-3}	$46^{\circ}30'$	10^{-6}	$179^{\circ}40'$

tableau I : Valeur de l'angle φ en fonction de la distance d

On constate que c'est entre 10^{-3} et 10^{-4} Å que se situe le plus grand écart de déviation (au dessous de 10^{-6} Å, le calcul n'a plus véritablement de sens physique) ; c'est donc vraisemblablement entre ces deux bornes que doit se trouver la valeur du diamètre nucléaire.

On peut d'ailleurs avoir une idée de cette valeur en calculant l_{\min} , distance minimale d'approche, correspondant à la rétrodiffusion (tableau II).

En effet, de (1.4), on tire :

$$l = \frac{Z Z' e^2}{8 \pi \epsilon_0 E_0} \left(\frac{1 + \cos \theta}{\cos \theta} \right) \text{ or } \cos \theta = \sin \frac{\varphi}{2}$$

On a donc, pour la même expérience, $l = 2,15 \times 10^{-14} \times \frac{1 + \sin \varphi/2}{\sin \varphi/2}$ (m)

$\varphi(^{\circ})$	$\sin \frac{\varphi}{2}$	$l (\times 10^{-14}) \text{ m}$	$\varphi(^{\circ})$	$\sin \frac{\varphi}{2}$	$l (\times 10^{-14}) \text{ m}$
10	0,087	26,7	120	0,866	4,62
20	0,173	14,5	130	0,906	4,51
30	0,259	10,4	140	0,939	4,43
60	0,500	6,43	150	0,965	4,37
90	0,707	5,18	160	0,984	4,32
100	0,766	4,94	180	1	4,30

tableau II : Valeur du diamètre nucléaire

On retrouve le résultat calculé plus haut : $l_{\min} = 4,3 \times 10^{-14}$ m.

Ainsi l'atome est constitué d'un noyau de charge électrique $+Ze$ (Z étant un nombre entier) et dont les dimensions varient entre quelques femtomètres (10^{-15} m) et quelques dizaines de femtomètres. Ce noyau est entouré de Z électrons qui assurent ainsi la *neutralité* électrique de l'ensemble de l'édifice atomique.

Seul, un équilibre entre les forces d'attraction et de répulsion coulombiennes dans le système (électrons + noyau) peut assurer la stabilité d'une telle configuration. Cet équilibre ne peut être réalisé que si l'on suppose que les électrons gravitent autour du noyau comme les planètes tournent autour du Soleil (là, les forces mises en jeu sont des forces entre masses, dites newtoniennes).

Ainsi, ce modèle "planétaire" de l'atome place les électrons sur des orbites circulaires ayant le noyau pour centre. Plus les orbites sont éloignées du noyau et moins les électrons qui y gravitent sont liés à ce noyau.

La structure de l'atome s'avère en réalité infiniment plus complexe que celle du système solaire qui ne comprend que huit planètes alors que le cortège électronique peut compter des dizaines, voire une centaine d'électrons. En outre, les distances qui séparent les électrons du noyau sont comparativement beaucoup plus grandes que celles qui tiennent éloignées les planètes du Soleil (on peut citer, à titre d'exemple, le diamètre de l'orbite de Pluton, planète-naine et longtemps considérée comme la planète la plus éloignée du Soleil qui équivaut seulement à 9 000 fois le diamètre solaire).

Le nombre Z , appelé **numéro atomique**, a une importance capitale. En effet, un élément est caractérisé par ses propriétés chimiques. Or, celles-ci dépendent du nombre d'électrons périphériques de l'atome puisque ce sont les moins liés au noyau. Chaque élément est donc parfaitement identifié par ce nombre Z .

$Z=1$ caractérise l'élément hydrogène, $Z=26$ l'élément fer, $Z=79$ l'élément or, etc.

Ce modèle "planétaire" où les électrons gravitent sur des orbites (ou couches) autour d'un noyau central est dû au physicien danois Niels Bohr.

1.3. Modèle en couches de l'atome (modèle de Bohr)

1.3.1. Introduction

L'atome d'hydrogène est le plus simple de tous les atomes. La charge de son noyau est (+e). Un seul électron gravite donc autour de lui. Supposons qu'il gravite avec un mouvement circulaire uniforme (rayon de l'orbite : r et vitesse de l'électron : v) et que le noyau soit fixe². L'énergie totale E du système (électron + noyau) est la somme de l'énergie cinétique E_c et de l'énergie potentielle E_p : $E = E_c + E_p$.

Dans ce cas, l'accélération γ est constante et égale à v^2/r . D'après le premier principe de la mécanique, la force F à l'origine du mouvement a pour expression :

$$F = m\gamma = \frac{mv^2}{r} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} \quad (1.6) \quad \text{où } m \text{ est la masse de l'électron.}$$

L'énergie cinétique peut s'écrire : $E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$

Quant à l'expression de l'énergie potentielle, elle se déduit de l'expression générale de l'attraction coulombienne déjà mentionnée :

$$E_p = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{qq'}{r} = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

$$E = -\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r}$$

Puisque rien ne vient limiter la variation de r , l'énergie E doit pouvoir varier de façon continue. Or le spectre de l'atome d'hydrogène, est lié à la variation d'énergie E puisqu'une partie de l'énergie de liaison est transformée en énergie lumineuse. Il est donc discontinu ! Par ailleurs, on

² - Cette hypothèse est une simplification puisque, bien entendu, noyau et électron forment un système dont seul le centre de gravité est fixe ; pour tenir compte de ce fait, il faut en toute rigueur remplacer, dans toutes les formules qui suivent, la masse m par l'expression $\mu = mM/m+M$, M étant la masse du noyau.

M étant égal à environ 1830 fois m , on voit que l'approximation se justifie aisément.

sait qu'une particule chargée (électron) gravitant autour d'une autre particule chargée (proton) rayonne, c'est-à-dire perd de l'énergie. Ce phénomène conduit donc au ralentissement de l'électron et aboutit à la chute de ce dernier sur le noyau. Ces diverses contradictions vont être levées par les postulats de Bohr, qui s'appuient sur la mécanique quantique.

1.3.2. Mécanique quantique

Les lois de conservation de l'énergie, de l'impulsion (ou quantité de mouvement) et du moment cinétique sont à l'origine de toutes les autres lois de la mécanique classique. Toutefois, lorsque l'on aborde le domaine microscopique, on en aperçoit les limites et l'obligation de dépasser cette physique classique pour introduire de nouvelles lois de conservation.

Ainsi, l'explication des processus atomiques exigeait une modification radicale des idées issues de la physique classique et une conversion de la mentalité des physiciens. Ce changement va être facilité par la naissance de deux nouvelles théories qui sont dues à deux grands savants, Einstein (théorie de la relativité) et Planck (théorie quantique) et qu'il convient d'explicitier.

La grandeur *action* est le produit d'une impulsion par une longueur ou encore le produit d'une énergie par une durée³.

Toute mesure d'un système implique une perturbation de ce système. Cette perturbation doit évidemment être minimale. Pour effectuer cette mesure, l'énergie que l'on doit communiquer au système doit être la plus faible possible. Pour réussir cela, il faut préparer longuement cette mesure, y apporter davantage de soin et c'est la durée des expériences qui va augmenter (le raisonnement inverse est tout aussi logique : plus on va vite et moins on contrôle l'énergie communiquée au système). Autrement dit, plus ΔE diminue et plus Δt augmente.

L'action, le produit $\Delta E \times \Delta t$, va passer par un minimum que Planck a appelé quantum d'action h ($h = 6,6 \cdot 10^{-34}$ J.s). Planck avait dû introduire cette constante lors de l'étude du rayonnement électromagnétique d'un corps noir à une température donnée qui ne peut s'expliquer sans considérer que ce rayonnement véhicule l'énergie E sous forme de quanta $E = h\nu$, ν étant la fréquence du rayonnement émis.

³ - En fait, l'équation aux dimensions de l'action est $M L^2 T^{-1}$, ce qui peut effectivement s'écrire sous la forme : *impulsion* \times *longueur* ou *énergie* \times *temps*.

En fait, en théorie quantique, il apparaît que le vrai quantum d'action n'est pas la constante de Planck h mais plutôt $h/2\pi$ que les physiciens notent, pour des raisons de simplification, \hbar .

Ce quantum d'action \hbar n'a évidemment de valeur qu'à l'échelle atomique. Ainsi, la physique quantique dépasse la physique classique qui n'est qu'une "approximation", négligeant h , ce qui est justifié tant que l'on ne s'intéresse pas au domaine de l'infiniment petit, domaine de l'atome et a fortiori du noyau.

La mécanique quantique a également permis à Heisenberg d'énoncer ses célèbres principes d'incertitude :

$$\Delta E \times \Delta t \geq \hbar \quad (1.7)$$

et $\Delta p \times \Delta x \geq \hbar \quad (1.8) \quad (p : \text{impulsion}) \quad (\text{voir exercices 1 et 2})$

En effet, \hbar devenait le "zéro" des physiciens, la valeur la plus faible qui puisse être atteinte dans l'étude d'un phénomène physique. Quel que soit le soin apporté à une mesure, l'incertitude attachée à cette dernière ne peut être nulle au sens mathématique de ce mot.

Bohr, ne pouvant expliquer le comportement des électrons gravitant autour du noyau, émit en 1913 l'hypothèse selon laquelle les lois de la mécanique classique ne régissent pas les mécanismes de fonctionnement du monde microscopique.

1.3.3. Les postulats de Bohr et le nombre quantique principal n

Les postulats de Bohr s'énoncent ainsi :

1) Les électrons qui gravitent autour du noyau échappent aux lois de la mécanique et de l'électrodynamique classiques. Ils gravitent autour du noyau sans rayonner. Leur énergie reste donc constante aussi longtemps qu'ils demeurent sur ces orbites privilégiées appelées orbites stationnaires.

2) L'émission (ou l'absorption) d'énergie par l'atome se traduit par un saut de l'électron d'une orbite où son énergie est E_1 sur une autre orbite où on énergie est E_2 . L'écart $\Delta E = E_1 - E_2$ est égal à $h\nu$ appelé quantum d'énergie.

E_1 sera inférieure ou supérieure à E_2 - en valeur absolue - selon que l'on aura émission ou absorption d'énergie.

Les rayons de ces orbites sont définis par la quantification du moment cinétique : le produit de l'impulsion par la distance r ne peut prendre que des valeurs entières de \hbar , quantum d'action.

$$m v r = n \hbar = n h / 2\pi \quad (1.9)$$

n prend toutes les valeurs entières à partir de 1.

Ainsi, r , rayon de l'orbite stationnaire dépend de ce nombre entier n . Si on reprend les formules (1.6) et (1.9), on peut écrire :

$$r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{m v^2} \quad m v^2 \text{ peut s'exprimer d'après : } \quad m^2 v^2 r^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2}$$

$$\Rightarrow m v^2 = \frac{n^2 \hbar^2}{4\pi^2 m r^2}$$

et enfin :

$$r = \frac{\epsilon_0 \hbar^2}{\pi m e^2} n^2$$

r est donc proportionnel à n^2
 et E , proportionnelle à $1/r$, est donc proportionnelle à $1/n^2$.

$$E = -\frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

L'énergie de l'atome est donc quantifiée. Ainsi, pour l'atome d'hydrogène, pour $n = 1$ (couche appelée K), on trouve :

$$E_1 = -13,58 \text{ eV} \quad r_1 = 0,53 \text{ \AA}$$

(r_1 , 1^{er} rayon de l'atome de Bohr, s'écrit communément a_0).

On aura ainsi : $r_2 = 4 r_1$ $r_3 = 9 r_1$ etc.

et de la même façon : $E_2 = \frac{E_1}{4}$ $E_3 = \frac{E_1}{9}$ etc.

Entre deux niveaux d'énergie, E_{n_1} et E_{n_2} , on peut écrire :

$$E_{n_2} - E_{n_1} = \Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} = \frac{m e^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^2} \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right]$$

Ainsi, l'atome, précédemment excité par un apport d'énergie extérieure (saut de l'électron de l'orbite 1 à l'orbite 2 : $E_2 > E_1$) revient à l'état stable en renvoyant vers le milieu extérieur cet excédent d'énergie sous forme d'une radiation monochromatique de fréquence ν .

La longueur d'onde λ de la radiation émise vaut :

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c} \left[\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right] \quad (1.10)$$

$$(\lambda > 0 \text{ car } n_1 < n_2 \rightarrow \frac{1}{n_1^2} > \frac{1}{n_2^2})$$

Le terme $R_H = \frac{m e^4}{8 \epsilon_0^2 h^3 c}$ est une constante appelée Constante de Rydberg :

$$R_H = 1,0974 \times 10^{+7} \text{ m}^{-1}$$

On retrouve ainsi, par le calcul, les valeurs expérimentales obtenues sur le spectre de l'atome d'hydrogène.

En effet, dans la formule (1.10), si on fait :

$n_1 = 1$ et $n_2 \geq 2$, on retrouve les raies correspondant à la série de Lyman ,
pour $n_1 = 2$ et $n_2 \geq 3$, les raies de la série de Balmer, puis celle de Paschen, puis Brackett, puis Pfund.

C'est, bien sûr, dans la mesure où valeurs théoriques et valeurs expérimentales coïncident que les postulats de Bohr se trouvent justifiés. C'est le cas pour l'atome d'hydrogène, c'est aussi le cas pour les ions hydrogénéoïdes (ions de numéro atomique Z ayant un seul électron) en multipliant R_H par Z^2 (voir exercices 3 à 5).

Ce nombre entier n , qui joue un rôle si important dans l'ordonnement des électrons autour du noyau, est appelé nombre quantique principal.

1.3.4. Le nombre quantique l

Contrairement à ce que prévoit le modèle de Bohr, la mécanique quantique montre que l'intensité du moment cinétique orbital créé par le mouvement des électrons autour du noyau, symbolisé par L , n'a pas une valeur unique pour un ion hydrogénéoïde. Il a en réalité n valeurs possibles :

$$|L| = \sqrt{l(l+1)} \hbar$$

où l est appelé nombre quantique secondaire. Il varie de 0 à $(n-1)$. La valeur la plus basse de l'énergie correspond à $n=1$ et $l=0$.

Les valeurs de l définissent des états appelés :

s pour $l = 0$

p pour $l = 1$

d pour $l = 2$

f pour $l = 3$ puis g, h, i, j ...

En fait, si on garde la théorie orbitale chère à Bohr, le mouvement circulaire de l'électron autour du noyau n'est qu'un cas particulier des mouvements à accélération centrale. La trajectoire la plus générale de l'électron gravitant autour du noyau est une ellipse dont l'un des foyers est le centre de gravité du système (électron - noyau).

Si a et b sont respectivement les grand et petit axes de l'ellipse, on peut écrire la condition de quantification suivante :

$$\frac{b}{a} = \frac{l+1}{n}$$

Lorsque $l=n-1$, $a=b$ et la trajectoire de l'électron est circulaire. Plus l tend vers 0 et plus la valeur du petit axe de l'ellipse est faible, et donc plus l'ellipse "s'aplatit".

Ce modèle de l'atome s'appelle "modèle de Sommerfeld". Ainsi, pour un ion hydrogénoïde :

$n = 1$	$l = 0$	1 orbite circulaire ($a = b = r_0$)
$n = 2$	$l = 0$	1 orbite elliptique ($a = 4r_0$; $b = 2r_0$)
	$l = 1$	1 orbite circulaire ($a = b = 4r_0$)
$n = 3$	$l = 0$	1 orbite elliptique ($a = 9r_0$; $b = 3r_0$)
	$l = 1$	1 orbite elliptique ($a = 9r_0$; $b = 6r_0$)
	$l = 2$	1 orbite circulaire ($a = b = 9r_0$)

$n = 4$	$l = 0$	1 orbite elliptique ($a = 16r_0$; $b = 4r_0$)
	$l = 1$	1 orbite elliptique ($a = 16r_0$; $b = 8r_0$)
	$l = 2$	1 orbite elliptique ($a = 16r_0$; $b = 12r_0$)
	$l = 3$	1 orbite circulaire ($a = b = 16r_0$)

etc.

1.3.5. Le nombre quantique m

Zeeman avait étudié, en 1896, l'action d'un champ magnétique extérieur sur un atome en comparant les deux spectres d'excitation de ce dernier en présence et en absence de ce champ extérieur. Il observait que chaque raie spectrale, en présence de champ magnétique, était en fait séparée en plusieurs raies caractéristiques.

Ceci peut s'expliquer par la mécanique ondulatoire en écrivant que la direction du moment cinétique orbital en fonction de ce champ magnétique extérieur est elle-même quantifiée. En effet, le système électron-noyau fonctionne comme un petit aimant de moment magnétique $\mu_m = i.S$.

S est la surface de la trajectoire décrite par la charge q (ici: $S = \pi r^2$ et $q = e$) ;

i est l'intensité du courant engendré par le mouvement de la charge e et t est le temps mis par l'électron pour effectuer un tour complet autour du noyau :

$$i = e/t \quad \text{avec} \quad t = 2\pi r/v ;$$

v et r sont liés par la formule de quantification (1.9) : $m_e v r = n \hbar$

$$\text{d'où} \quad \mu_m = \frac{e v}{2 \pi r} \pi r^2 = \frac{e v r}{2} = n \frac{e \hbar}{2 m_e}$$

$\frac{e \hbar}{2 m_e}$ s'appelle le magnéton de Bohr, il vaut : $9,274.10^{-24} \text{ A.m}^2$.

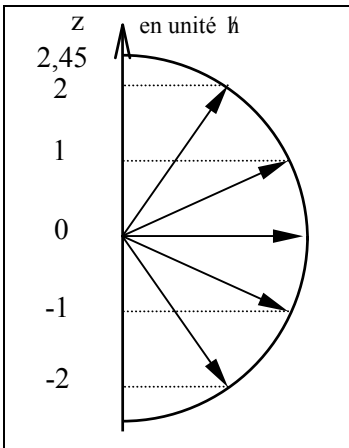
Placé dans un champ magnétique extérieur, ce moment cinétique orbital s'oriente selon des directions privilégiées, quantifiées, donc fixées par un nombre quantique m appelé nombre quantique magnétique.

* m prend toutes les valeurs entières possibles de $-l$ à $+l$; il prend donc, pour une valeur donnée de l , $(2l + 1)$ valeurs.

* m caractérise la projection du moment cinétique orbital selon une direction privilégiée (Oz par exemple).

Ceci revient à écrire que les plans des orbites (circulaires ou elliptiques) sur lesquelles gravitent les électrons sont quantifiés dans l'espace. Ils ne peuvent prendre que certaines positions privilégiées, fixées quantiquement par rapport à la direction du champ magnétique. Ainsi, l'angle φ entre cette direction du champ magnétique \vec{B} et la normale au plan de la trajectoire de l'électron ne peut prendre que certaines valeurs selon : $\cos\varphi = \frac{m}{l}$ $\cos\varphi$ pouvant varier de -1 à $+1$, m prend donc toutes les valeurs entières de $-l$ à $+l$, soit $(2l+1)$ valeurs.

D'après un modèle vectoriel, m peut être considéré comme la projection de \vec{L} selon cette direction, $\|\vec{L}\|$ étant égal à $\sqrt{l(l+1)} \hbar$.



Exemple : $l = 2$

$$\|\vec{L}\| = \sqrt{2 \times 3} \hbar = 2,45 \hbar$$

5 directions privilégiées pour le vecteur \vec{L}

L_z prend 5 valeurs,
de $-2 \hbar$ à $2 \hbar$ puisque
 m varie de -2 à $+2$.

(voir exercice 6)

figure 3 : Les directions privilégiées de \vec{L}

L'effet Zeeman peut s'expliquer de la façon suivante (en prenant toujours comme exemple $l = 2$) : en absence de champ magnétique (figure 4 a), l'atome ne possède qu'un niveau d'énergie E_2 et donc une seule transition de $l = 2$ à $l = 0$.

En présence d'un champ magnétique B (figure 4 b), on a 5 valeurs d'énergie puisque : $E = E_2 + m_{\mu_B} B$

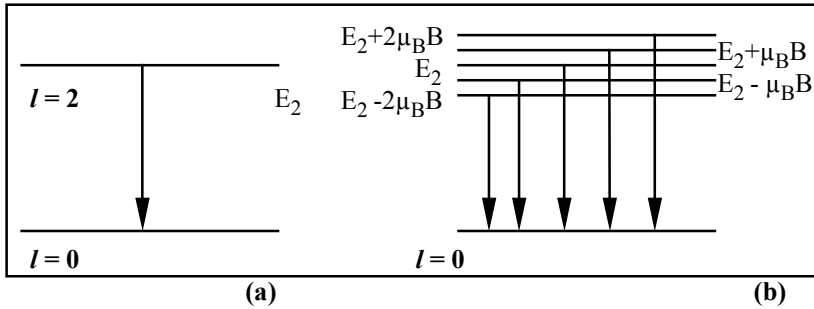


figure 4 : Effet Zeeman

Les transitions les plus intenses obéissent aux lois suivantes :

$$\Delta l = \pm 1 \text{ et } \Delta m = \pm 1 \text{ ou } 0$$

L'effet Zeeman se trouvait ainsi expliqué dans de nombreuses expériences, mais ne permettait pas de comprendre le dédoublement de certaines raies (comme pour les métaux alcalins par exemple). Ce doublet (jamais rencontré toutefois pour les états s) correspond à des états d'énergie très voisins.

1.3.6. Le spin de l'électron

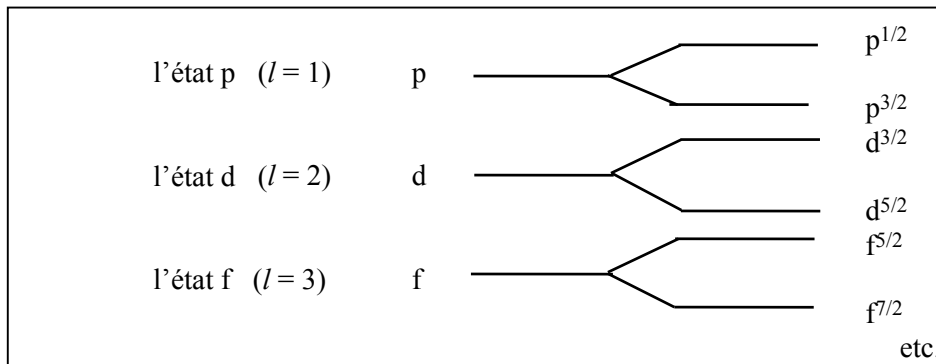
Uhlenbeck et Goudsmit résolurent cette énigme, en 1925, en suggérant que l'électron possède un moment cinétique intrinsèque appelé spin S de valeur $s\hbar$.

En projection sur un axe, il ne prend que deux valeurs $-1/2$ et $+1/2$. Cela expliquait les doublets de Zeeman et apportait un 4^{ème} degré de liberté à l'électron, après ceux fixés par n , l et m (ce sera le dernier !). Ainsi se trouve défini \vec{J} , moment cinétique total du système, $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$

L'intensité de J est quantifiée : $|J| = \sqrt{J(J+1)} \hbar$

Ses valeurs, représentées par le symbole (m_j) , vont de $-j$ à $+j$. Ainsi, $j = l + s = l \pm 1/2$. Par exemple, si $l = 2$, $j = 3/2$ et $5/2$.

Pour l'état s ($l = 0$) $j = 1/2$ (j ne peut être négatif) il n'y a donc pas de doublet, mais pour tous les autres états, il y a dédoublement :



(voir exercice 7)

Le principe de Pauli stipulant que deux électrons ne peuvent avoir leurs quatre nombres quantiques identiques, on connaît ainsi les possibilités de remplissage de chacun des états et sous-états et donc le nombre maximal d'électrons que peut accueillir une couche ; cela est résumé dans le tableau suivant III.

Le remplissage des divers états ne se fait pas de façon régulière depuis $1s$ jusqu'à $6d$ et au-delà car on constate, à partir de l'état $3p$, un chevauchement des niveaux énergétiques. Aussi les électrons se rangent-ils dans l'état $4s$ avant l'état $3d$. L'ordre de remplissage est, en fait, le suivant :

$$1s, 2s, 2p, 3s, 3p, 4s, 3d, 4p, 5s, 4d, 5p, 6s, 4f, 5d, 6p, 7s, 5f, 6d$$

que l'on retrouve grâce à la règle de Klechkowsky :

Le remplissage des sous-couches électroniques d'un atome suit l'ordre croissant des valeurs de $(n+l)$. Lorsqu'il y a égalité, c'est la sous-couche interne (celle qui correspond à la valeur de n la plus basse) qui se remplit en premier.

couche	n	l	j	Sous-état	Nb de valeurs de m_j	Nb max. d'électrons dans la couche n : $= 2n^2$
K	1	0	1/2	$1s^{1/2}$	2	2
L	2	0	1/2	$2s^{1/2}$	2	8
		1	1/2	$2p^{1/2}$	2	
			3/2	$2p^{3/2}$	4	
M	3	0	1/2	$3s^{1/2}$	2	18
		1	1/2	$3p^{1/2}$	2	
			3/2	$3p^{3/2}$	4	
		2	3/2	$3d^{3/2}$	4	
			5/2	$3d^{5/2}$	6	
N	4	0	1/2	$4s^{1/2}$	2	32
		1	1/2	$4p^{1/2}$	2	
			3/2	$4p^{3/2}$	4	
		2	3/2	$4d^{3/2}$	4	
			5/2	$4d^{5/2}$	6	
		3	5/2	$4f^{5/2}$	6	
7/2	$4f^{7/2}$		8			

tableau III : Remplissage des couches électroniques

Le tableau IV, s'inspirant de la règle de Klechkowsky, permet d'écrire la configuration électronique de tous les atomes, depuis $Z = 1$ (H) jusqu'au dernier, $Z = 118$, (à la date d'édition de cet ouvrage). Toutefois, il est difficile de déterminer la configuration électronique au-delà du 112^{ème} élément. En effet, on ne dispose pas de ces éléments en quantité suffisante pour effectuer une vérification expérimentale des niveaux énergétiques.

Les propriétés chimiques dépendant des électrons périphériques de leurs atomes, on a coutume de ranger dans un tableau tous ces éléments en fonction de leur structure électronique externe : c'est la classification périodique (voir annexe IV). Celle-ci indique les symboles chimiques définitivement adoptés pour tous les éléments jusqu'au 112^{ème} (leurs noms et masses atomiques figurent dans l'annexe V).

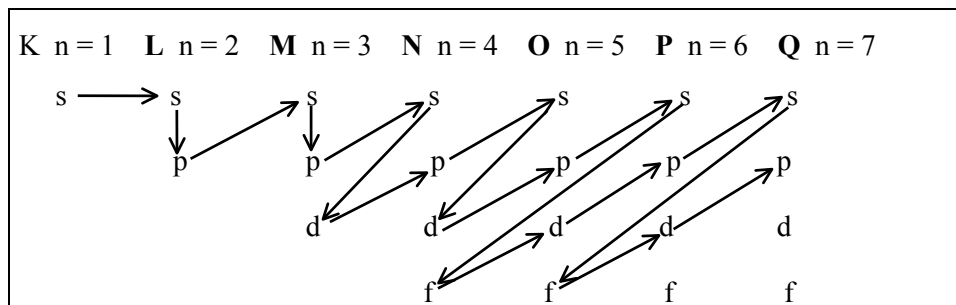


tableau IV : Règle de Klechkowsky (voir annexe III)

On met ainsi en évidence la famille des alcalins (atomes possédant tous un dernier électron sur l'état le moins lié qui est pour eux : l'état ns), la famille des halogènes (atomes possédant tous 5 électrons sur l'état le moins lié qui est pour eux : l'état np) etc. Quant aux gaz rares (hélium, néon, argon, krypton, xénon, radon), ils ont pour caractéristique commune une très grande stabilité chimique liée au fait que toutes leurs couches électroniques sont saturées. (voir exercices 8 et 9).

Ce modèle en couches de l'atome permet donc d'imaginer tous les atomes avec leurs électrons gravitant autour du noyau, pouvant sauter d'une orbite sur une autre, revenir à l'état fondamental, s'échapper de l'atome enfin, transformant ce dernier en ion.

Il existe toutefois un autre modèle de l'atome, basé sur la mécanique ondulatoire élaborée par de Broglie à partir de sa loi : $\lambda = h/p$ où λ est la longueur d'onde associée à tout corpuscule en mouvement animé de l'impulsion p . Les lois de cette mécanique et les principes d'incertitude de Heisenberg permettent d'établir un modèle de l'atome dans lequel les électrons ne se trouvent plus sur des orbites stationnaires mais dans des volumes d'espace où leur probabilité de présence, calculée à partir de l'équation de Schrödinger, est égale à 95% : les orbitales.

Nous ne nous étendrons pas sur ce modèle, ce n'est pas l'objet de cet ouvrage. Nous nous contenterons du modèle de Bohr pour deux raisons essentielles : d'une part, il permet l'étude des échanges d'énergie avec l'extérieur et d'autre part, il facilite la compréhension du modèle en couches du noyau que nous développerons plus loin, en raison des analogies qu'il présente avec le modèle de l'atome.

1.4. Le rayonnement X

Si, à partir d'une configuration stable (tous les électrons occupent les niveaux énergétiques les plus bas), on arrache un électron d'un niveau inférieur, en communiquant à cet atome une certaine énergie, les électrons des niveaux plus élevés peuvent venir occuper cette place vacante dans un niveau plus profond, renvoyant vers le milieu extérieur ce "trop-plein" d'énergie sous forme d'un rayonnement électromagnétique appelé **rayon X**, découvert par Röntgen à partir de 1895. C'est en étudiant les radiations émises par des minerais d'uranium que Becquerel puis P. et M. Curie découvrirent, à partir de 1896, la radioactivité.

Si des électrons de la couche K sont arrachés, ceux provenant des niveaux supérieurs émettront, en tombant sur cette couche K, une série de raies, de fréquence ν ou de longueur d'onde λ , notées K_α , K_β , K_γ ... (voir figure 5(a)).

Si ce sont des électrons de la couche L, ces raies sont notées L_α , L_β , etc. et ainsi de suite pour les autres niveaux. Certaines transitions portent des noms particuliers.

C'est Moseley, en 1913, qui a étudié ces fréquences ν , montrant que :

$$\sqrt{\nu} = A (Z - Z_0) \text{ (loi de Moseley)}$$

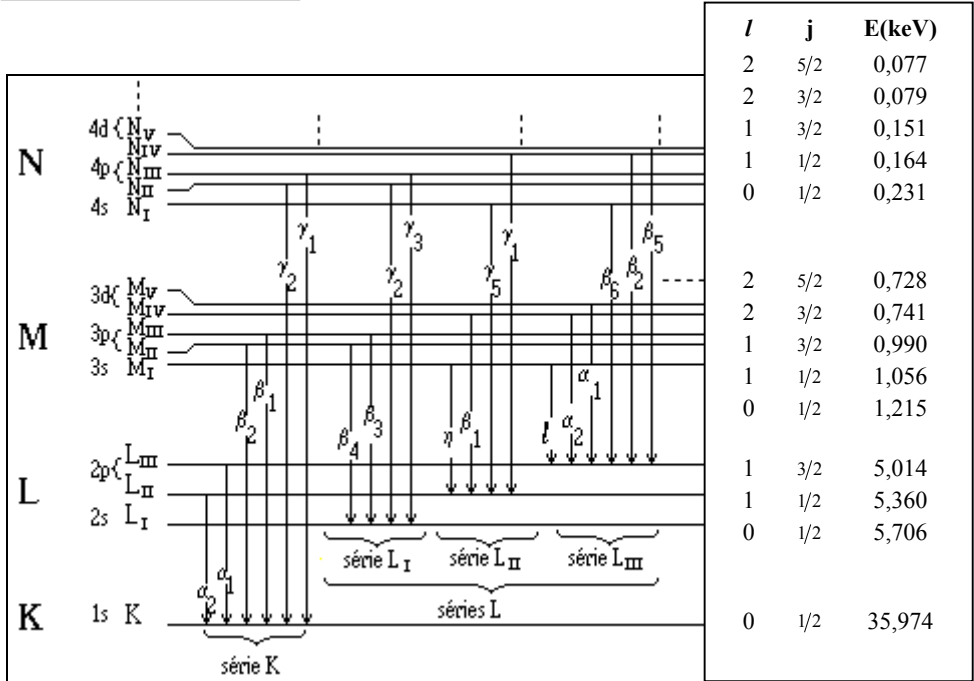
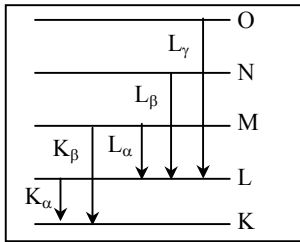
où Z est le numéro atomique de l'élément considéré, A et Z_0 des constantes dépendant de la transition observée. Pour la série K, $Z_0 = 1$ et A varie légèrement selon la nature de la raie K. Pour la série L, $Z_0 = 7,4$ et A varie, là aussi, selon la nature de la série L.

En fait, la loi de Moseley repose sur les formules de Bohr que nous avons déjà rencontrées. Elle tient compte tout naturellement d'un effet d'écran que les autres électrons imposent à celui qui se déplace.

Ces transitions d'un sous-état vers un autre doivent respecter les règles de sélection suivantes :

$$\Delta l = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta j = \pm 1 \text{ ou } 0$$

L'énergie du rayonnement émis se déduit de la différence d'énergie entre les deux niveaux en tenant compte de l'effet d'écran mentionné plus haut (figure 5(b), exemple du césium). Ici encore, la théorie s'accorde avec l'expérience. (voir exercice 10).



(b)

	valeurs de λ (Å)
$L\gamma_1$	2,34723
$L\beta_4$	2,66587
$L\beta_3$	2,63521
$L\beta_2$	2,51146
$L\beta_1$	2,68321

	valeurs de λ (Å)
$L\alpha_2$	2,90145
$L\alpha_1$	2,89193
$L\eta$	2,98932
$L\zeta$	3,26618
$K\beta_2$	0,34608

	valeurs de λ (Å)
$K\beta_1$	0,35434
$K\alpha_2$	0,40482
$K\alpha_1$	0,40026

figure 5 : Spectre du césium

Cette première partie consacrée à l'atome nous a permis de dresser l'historique de la découverte de la structure atomique de la matière, il y a tout juste un siècle. Les électrons, particules fondamentales, gravitent sur des orbites sans rayonner, occupant ainsi des niveaux d'énergie discrets.

Lorsque l'atome reçoit de l'énergie du milieu extérieur, deux cas peuvent se présenter :

- * cette énergie est suffisante pour arracher l'électron de son attraction avec le noyau : il y a alors ionisation. l'atome est devenu un ion positif,
- * cette énergie est insuffisante pour l'éjecter, l'électron se retrouve alors sur une orbite supérieure. On dit que l'atome est excité. Les autres électrons (ou lui-même) peuvent alors revenir occuper cette place laissée vacante en renvoyant vers le milieu extérieur la différence d'énergie entre leur état initial et ce nouvel état final. Cette émission se fait sous forme d'un rayonnement électromagnétique, de fréquence ν (donc d'énergie $h\nu$) appelé **rayon X**.

Nous allons maintenant, dans la seconde partie, étudier le noyau, sa stabilité ou au contraire son instabilité qui le rend alors radioactif.