

Projet de Physique P6 : Introduction à la mécanique quantique



PAR

ADÉLIE CROGUENNOC
ANISSA BUSTARRET-LABAALI
FRANCK RICHARD
WILLIAM TORDEUX
ADRIEN MAIRE
ERWAN HAVARD
JULES MAISSON

AVEC POUR ENSEIGNANT RESPONSABLE : GUILLAUME DUVAL

11 juin 2022

DATE DE RENDU DU RAPPORT : 11/06/2022

RÉFÉRENCE DU PROJET : STPI/P6/2022-23/24

INTITULÉ DU PROJET : INTRODUCTION À LA MÉCANIQUE QUANTIQUE

TYPE DE PROJET : BIBLIOGRAPHIQUE

OBJECTIFS DU PROJET :

- SUIVRE L'ÉVOLUTION DE LA MÉCANIQUE QUANTIQUE CHRONOLOGIQUEMENT
- APPRÉHENDER LES DIFFÉRENTS DOMAINES IMPACTÉS PAR LA MÉCANIQUE QUANTIQUE ET APPROFONDIR LEUR ÉTUDE
- L'ÉTUDE D'UN OBJET CONCRET : LE LASER

MOTS-CLEFS DU PROJET :

- MÉCANIQUE QUANTIQUE
- ATOME
- ELECTRONS
- PHOTONS

Table des matières

1	Introduction	7
2	Découverte de l'électron et de ses propriétés	7
2.1	Mise en contexte de la découverte par Thomson	8
2.2	Découvertes de la composition des rayons cathodiques	8
2.2.1	La nature de ce composant	9
2.2.2	Autres propriétés de ces particules	10
3	La radioactivité	10
3.1	La découverte de la radioactivité	11
3.2	Fonctionnement et principe de la radioactivité	11
3.2.1	Définition du phénomène	12
3.2.2	Types de désintégration	12
A)	Rayonnement alpha	12
B)	Ouverture : désintégration beta et gamma	12
a)	Rayonnement beta	14
a)	Rayonnement gamma	14
3.2.3	Décroissance radioactive	15
Désintégration d'un atome radioactif	16	
Loi de décroissance radioactive	16	
Période de demi-vie	16	
4	Ernest Rutherford	18
4.1	Expérience de la feuille d'or	19
4.1.1	Présentation de l'expérience	20
4.2	Pourquoi les particules α ?	21
4.3	Résultats et interprétations	21
5	Spectrométrie et Modèle de Bohr	22
5.1	Histoire de la spectrométrie	23

5.1.1	Découvertes majeures	23
5.1.2	Formule de Balmer	25
5.2	Modèle de Bohr de l'atome	25
5.2.1	Mise en contexte	26
5.2.2	Postulats de la théorie de Bohr	26
5.2.3	Equations qui serviront à le montrer	26
5.2.4	Calculs verifiant les postulats	26
5.2.5	L'expérience de Franck et Hertz	27
6	L'effet photoélectrique	29
6.1	Généralités	30
6.1.1	Définition générale	30
6.1.2	Aspect historique : définition de la lumière au XIXème siècle	30
6.2	Expérience de Hertz	30
6.2.1	Mise en oeuvre de l'effet photoélectrique	31
6.2.2	Dispositif expérimental et résultats expérimentaux	32
6.2.3	Preuve de l'existence d'un potentiel d'arrêt négatif	33
6.2.4	Interprétation du potentiel d'arrêt	33
6.2.5	Réfutation du modèle ondulatoire	36
	37
6.3	Interprétation d'Einstein	38
6.3.1	Notion de photon	38
6.3.2	Expression de la fréquence seuil	39
6.4	Applications	40
6.4.1	Photosynthèse	40
6.4.2	Cellules photovoltaïques	41
7	Dualité onde-corpuscule : Young et De Broglie	42
7.1	Le caractère ondulatoire de la lumière : Les fentes de Young	42
7.2	La généralisation de la dualité onde-corpuscule aux objets élémentaires (électron, protons ...)	46
7.2.1	Expérience de Davisson et Germer	47

7.2.2	Le lien avec le modèle de Bohr (section 5.2)	49
7.2.3	Calcul de longueur d'onde pour 2 objets différents	
	49
	Objet macroscopique : voiture roulant à 72km/h	
	49
	Objet microscopique : 1 électron dans le vide	50
8	Le L.A.S.E.R(Light Amplified by Stimulated Emission of Radiation)	50
8.1	Histoire du laser	50
8.2	Principe de fonctionnement du laser	51
8.2.1	Les différents types de transitions de niveaux d'énergie	51
	Absorption	51
	Emission spontanée	51
	Emission stimulée	52
8.2.2	Inversion de population	52
8.2.3	Couches métastables	53
8.2.4	Cavité du laser	53
8.3	Oscillations et ondes stationnaires	55
8.3.1	Conditions d'oscillations	55
8.3.2	Ondes stationnaires	55
8.3.3	Fréquences des ondes stationnaires au sein d'une cavité	56
8.4	Types de lasers et applications	57
8.4.1	Lasers cristallins	57
8.4.2	Lasers à fibre	57
8.4.3	Lasers à colorant	58
8.4.4	Lasers à gaz	58
8.4.5	Diode laser	59
8.4.6	Lasers à électrons libres	60
8.4.7	Lasers téramobiles	61
9	Conclusion	61
	<u>Bibliographie</u> :	61

Remerciements :

Avant tout développement, nous tenions à remercier et exprimer notre gratitude à notre enseignant responsable : Mr Duval pour l'expérience enrichissante que fut de réaliser ce projet à ses côtés.

1 Introduction

Dès le début du XXe siècle, les scientifiques se rendirent compte que la physique classique, englobant la mécanique newtonienne, l'électromagnétisme ou encore la thermodynamique et prônant le déterminisme, la continuité et la prévisibilité, était inefficace face à certains phénomènes. Notamment dans les domaines de l'électromagnétisme ou de l'optique, la description de la lumière soulevait un grand nombre d'interrogations. Certains chercheurs, dont Newton, prônaient une théorie corpusculaire, associant la lumière à un flux de petites particules, tandis que d'autres, comme Huyghens, suivaient la théorie ondulatoire, comparant la lumière à une onde.

C'est alors que naît la physique quantique introduisant de nouveaux concepts, remettant en cause les théories classiques validées jusqu'ici et permettant de décrire les phénomènes fondamentaux, relatifs aux atomes et aux particules.

Nous commencerons notre exploration du monde quantique par la découverte fondamentale de l'électron et de ses propriétés par J.J. Thomson ainsi que celle des particules α dans le contexte de la radioactivité. Ensuite, nous étudierons l'évolution du modèle atomique du modèle du plum pudding de Thomson au modèle de Bohr appuyée par la spectroscopie, en passant par le modèle planétaire de Rutherford. Enfin, nous nous pencherons sur deux phénomènes quantiques : l'effet photoélectrique et les phénomènes de diffraction et d'interférence par le biais des fentes d'Young. Ces derniers nous amèneront à la notion de dualité onde-corpuscule de De Broglie illustrée par la suite grâce au fonctionnement du laser.

2 Découverte de l'électron et de ses propriétés

2.1 Mise en contexte de la découverte de l'électron par Thomson

En 1855, le physicien allemand Geissler invente un tube qui porte son nom. Ce tube présente à chaque bout une électrode et est rempli d'un gaz raréfié ou d'un fluide conducteur. Quand une forte tension est appliquée entre les électrodes (cathode et anode), un courant se transmet entre les deux et sépare sur son passage les atomes du fluide de leurs électrons. Une fois que ces électrons se réunissent de nouveau avec leurs atomes, de la lumière est émise, un peu à la manière d'un néon.

En 1856, Plücker remarque qu'en changeant la pression au sein du tube, différentes quantités de lumière sont émises et surtout, cette lumière peut être déviée par un champ magnétique. Cela induit que ce qui se trouve dans cette sorte de lumière est électriquement chargé.

En 1875, Crookes invente un nouveau type de tube à partir du tube de Geissler et lui donne son nom. Ce tube est composé de vide partiel. Quand il y a une différence de potentiel entre les électrodes, un faisceau d'électrons est envoyé de la cathode jusqu'à l'anode, perpendiculairement à la cathode. Il constate qu'en plus de la direction du rayon, ces derniers restent les mêmes, peu importe le métal utilisé pour la cathode. Crookes a l'intime conviction que ce qui compose ce rayon lumineux sont des particules chargées négativement, mais il n'a aucun moyen de le démontrer.

Un peu plus tard, H. Hertz (physicien allemand) ne réussit pas à dévier le faisceau avec un champ électrique. P. Lenhard (physicien français) envoie le faisceau sur une feuille d'or, et ce dernier la traverse. Ils en concluent que le faisceau en question doit être une onde et non des particules.

Il y a alors deux thèses: celle des Anglais et celle des Allemands et Français. Les premiers pensent que ce sont des particules qui composent ce rayon tandis que les seconds pensent que le rayon est une onde.

2.2 Découvertes de la composition des rayons cathodiques

2.2.1 La nature de ce composant

Thomson utilise un tube de Crookes afin de mener les expériences suivantes:

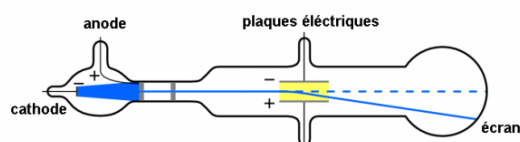


Figure 1. Schéma de l'expérience de Thomson (tube de Crookes)

On applique une tension entre la cathode et l'anode, ce qui envoie un rayon. Ce rayon est affiné à la sortie de l'anode et passe entre deux plaques chargées (l'une positive, l'autre négative). Ce dispositif crée un champ électrique qui permet de faire dévier le rayon. L'endroit où tape le rayon est repéré à la fin du tube grâce à une couche de phosphore préalablement déposée, qui émet de la lumière à chaque fois qu'un faisceau tape la paroi. La déviation, quant à elle, est mesurée grâce à un réticule.

Les rayons cathodiques sont alors déviables par un champ magnétique et par un champ électrique: il est donc possible que le rayon soit composé de particules.

Ensuite, Thomson fait subir à ce rayon un champ électromagnétique (somme d'un champ électrique et d'un champ magnétique), de manière à ce que les forces engendrées par ces deux champs se compensent, ce qui fait que le rayon ne dévie pas.

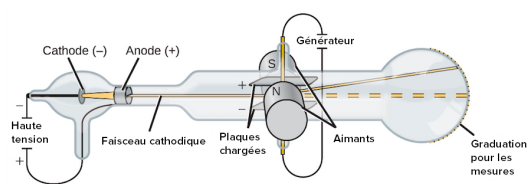


Figure 2. Schéma de l'expérience de Thomson

A partir de cette configuration, on peut déterminer la vitesse du faisceau cathodique.

En effet, soit F_E la force générée par le champ électrique et F_B la force générée par le champ magnétique,

$$F_E = F_B \Leftrightarrow Eq = qvB \Leftrightarrow v = \frac{E}{B}.$$

Donc connaissant l'intensité du champ électrique E et celle du champ magnétique B , on peut connaître la vitesse du rayon cathodique. Thomson trouve une valeur de $10^7 m/s$ ce qui ne correspond pas à la célérité de la lumière dans le vide ($3 * 10^8 m/s$). Donc le rayon ne peut pas être une onde, c'est un ensemble de particules et celles-ci sont chargées négativement d'après l'expérience précédente (les faisceaux sont attirés par la borne + du condensateur).

2.2.2 Autres propriétés de ces particules

Thomson étudie maintenant le mouvement de ces particules dans un champ magnétique. Il obtient ceci:

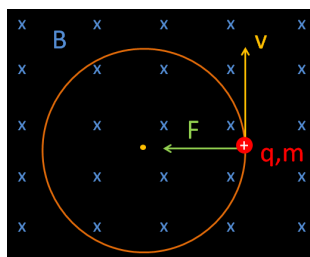


Figure 3. Schéma du mouvement des particules de Thomson dans un champ magnétique

On remarque que la force du champ magnétique peut être assimilable à la force centripète ($\frac{mv^2}{r}$) étant donné la trajectoire de la particule dans le champ.

On a alors: $qvB = \frac{mv^2}{r}$ où v est la vitesse, r le rayon de courbure, m la masse de la charge et q sa charge.

On a deux inconnues : q et m . Cependant, le rapport de q/m a déjà été déterminé expérimentalement pour plusieurs atomes, dont celui de l'hydrogène, qui était par ailleurs considéré à l'époque comme le plus petit élément. On peut alors comparer les deux.

On obtient $\frac{q}{m} = \frac{v}{Br}$

Après calcul, Thomson trouve que ce rapport pour la particule inconnue est 1800 fois plus grand que celui de l'atome d'hydrogène. On en déduit donc que la nouvelle particule est 1800 fois plus légère que l'atome d'hydrogène. De plus, ces deux particules font la même taille.

De plus, il essaie de changer la nature du métal composant les électrodes et celle du gaz contenu dans le tube : le rapport $\frac{q}{m}$ ne change pas. Il en déduit donc que cette particule est contenue dans tous les atomes. Thomson vient juste de réfuter le modèle atomique de Dalton (c'est à dire que la matière est constituée d'atomes indivisibles). Le plus petit élément indivisible, qui compose toute la matière, est à partir de ce moment la particule récemment découverte par Thomson.

Cette particule est nommée électron en 1897 par le physicien irlandais George Fitzgerald, en référence au nom grec « elektros » qui signifie « ambre jaune ».

La découverte de l'électron est une des découvertes majeures qui sonne le début d'une nouvelle ère pour la physique quantique.

3 La radioactivité

3.1 La découverte de la radioactivité

La découverte de la radioactivité est due au physicien Henry Becquerel en 1896 suite à ses travaux d'approfondissement sur la découverte des rayons X par Wilhem C. Röntgen en 1895. Henry Becquerel s'intéresse à la découverte de Röntgen et cherche à savoir si les substances luminescentes (qui émettent des rayonnements lumineux lorsqu'elles reçoivent de l'énergie) émettent elles aussi des rayons X. Il réalise une expérience avec des sels d'uranium qui impressionnent une plaque photographique bien qu'ils aient été enfermés dans le noir auparavant. Ainsi il découvre que les sels d'uranium émettent spontanément un rayonnement différent des rayons X. Il nomme ces rayons : rayons uraniques. Il a en fait découvert la radioactivité. Plus tard Pierre et Marie Curie découvrent le "polonium" et le "radium", deux éléments très radioactifs qui causeront sa mort puisqu'elle y sera fortement exposée durant toutes ses années de recherche.

3.2 Fonctionnement et principes de la radioactivité

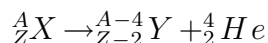
3.2.1 Définition du phénomène

Tous les atomes présents dans la nature sont composés de protons, neutrons et électrons. La plupart sont stables et n'ont donc pas besoin d'évoluer au cours du temps. Cependant, certains sont instables, dû à un déséquilibre au sein de leur noyau, avec une différence trop importante entre le nombre de protons et de neutrons. Ces derniers vont alors chercher à atteindre un état d'équilibre plus stable. Pour cela ils vont expulser une quantité d'énergie sous forme de rayonnements et/ou particules, c'est le phénomène de radioactivité. La transformation d'un noyau père radioactif instable en un noyau fils est appelé la désintégration. Lors du phénomène, les rayonnements émis sont dits ionisants, ils transportent une grande quantité de matière et transforment les atomes qu'ils rencontrent en leur arrachant des électrons. Il existe différents types de désintégration mais nous présenterons seulement la désintégration α .

3.2.2 Types de désintégration

A) Rayonnement alpha

La désintégration α constitue le phénomène de désintégration d'un noyau père, disons X , instable, à un noyau fils stable, disons Y , accompagné de l'émission d'une particule α (constituée de deux protons et deux neutrons, c'est à dire un noyau d'hélium), ce qui donne l'équation suivante :



avec A le nombre de masses (nombre de nucléons) et Z le numéro atomique (nombre de protons). Les ions engendrés par la désintégration sont:

- Un ion négatif ${}^{A-4}_{Z-2} Y^{2-}$ qui récupère les deux électrons du père
- Un ion positif ${}^4_2 He^{2+}$ dont il manque deux électrons

Geiger en 1908 et Regener en 1909 observent la radioactivité comme un rayonnement dévié par des champs électriques et magnétiques ce qui, grâce au sens de déviation, permet de déduire que les particules de ce champ, les particules α , sont de charge positive. Ils découvrent aussi grâce à l'effet des champs électriques et magnétiques sur les particules le rapport charge/masse de ces dernières : ils en concluent que leur masse est égale à quatre unités de masse atomique ($A = 4$) et leur charge deux unités de charge élémentaire ($Z = 2$). Les particules α sont en fait des noyaux d'hélium. Cela sera confirmé en 1908 par une expérience de Rutherford et Royds. Ils introduisent un peu de radium, connu comme étant une source de radioactivité α , dans un tube scellé et constatent qu'après un court laps de temps, le tube contient bien de l'hélium (ils l'identifient grâce à son spectre d'émission). Les particules α se sont en fait combinées avec deux électrons arrachés aux molécules d'air.

William Henry Bragg découvre à la même période que la vitesse d'émission d'une particule et donc son énergie cinétique est en fait propre à l'atome radioactif qui l'émet. L'énergie associée à la désintégration est majoritairement de l'ordre de 5 MeV (vitesse de 15 300 km/s).

Du fait de leur charge positive, ces particules ne sont pas très pénétrantes et un simple morceau de papier peut les arrêter. Cela s'explique par leur charge positive. En effet, une fois libérée les particules α rencontrent des atomes du milieu ambiant et du fait de leur forte charge positive, les particules attirent des électrons ce qui a pour conséquence la ionisation des atomes. De cette manière, les particules α perdent de l'énergie à force de "collisions" et ralentissent. Lorsque les particules ont assez ralenties elles ont le temps d'interagir avec une particule du milieu ce qui leur permet de devenir un atome d'hélium stable.

On remarque que ce type de radioactivité a lieu dans des noyaux radioactifs lourds, comme l'uranium, le thorium ou le radium.

La radioactivité α a son importance dans la physique quantique car elle sera notamment utilisée pour réaliser l'expérience de la feuille d'or, expérience phare qui met en évidence le noyau et plus généralement la structure de l'atome.

B) Ouverture : désintégration beta et gamma

a) Rayonnement beta

Contrairement aux rayonnements de type α , le rayonnement β émis par un atome radioactif correspond à un faisceau d'électrons. Elles permettent de transformer un nucléon, soit en passant d'un neutron à un proton ou inversement. Cela provoque l'apparition d'une particule β (électron ou positron). La désintégration d'un noyau père, X, instable, en noyau fils, Y, est accompagnée de l'émission de cette particule β et d'une autre particule élémentaire (neutrino ou antineutrino). La radioactivité β est plus pénétrante que la radioactivité α : il faut quelques millimètres d'aluminium pour arrêter les particules émises (électrons ou positrons). En effet la charge des particules β est plus faible que celle des particules α ; ils interagissent donc moins avec le milieu ambiant et peuvent ainsi se propager sur une plus longue distance.

a) Rayonnement gamma

Le rayonnement γ n'est dévié ni par les champs magnétiques, ni par les champs électriques contrairement aux rayonnements α et β . Il est donc porté par des éléments électriquement neutres, les photons. Lors de la désintégration γ d'un noyau père instable en un noyau fils, ce n'est pas une particule qui est émise mais une onde électromagnétique de très haute fréquence, un flux de photons. La plupart du temps, les rayonnements gamma succèdent une désintégration α ou β . Après émission de la particule α ou β le nouveau noyau peut se retrouver dans un état "d'excitation élevée", il est alors fortement instable. Ce noyau va libérer une grande quantité d'énergie sous forme de rayonnement γ pour atteindre un état stable. Lorsqu'un noyau subit une desexcitation gamma, les nombres de masse et atomique ne sont pas modifiés. Le noyau fils correspond au même élément que le noyau père mais avec un niveau d'énergie différent, ils sont ce qu'on nomme des "isomères nucléaires" (nombres atomique et de masse égaux mais niveau d'énergie différent).

C'est le type de radioactivité le plus pénétrant puisque le rayonnement γ émis peut traverser jusqu'à 20 cm de plomb ou même quelques mètres de béton.

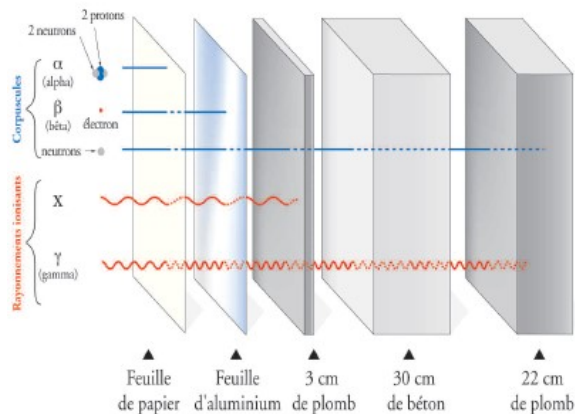


Figure 4. Pouvoir de pénétration des différents rayonnements

3.2.3 Décroissance radioactive

Désintégration d'un atome radioactif

Avec le temps, les noyaux radioactifs d'un échantillon se désintègrent impliquant une diminution de l'activité radioactive, c'est la décroissance radioactive. Chaque noyau radioactif a autant de chance de se désintégrer à un instant t qu'un noyau identique n'ayant pas été créé à la même date. Ainsi, le phénomène de désintégration pour un radionucléide donné est aléatoire et imprévisible dans le temps. Cependant, si l'on considère un échantillon de plusieurs noyaux radioactifs identiques, l'évolution de sa population de radionucléides suit une loi de décroissance précise : la loi de décroissance radioactive.

Loi de décroissance radioactive

Soit un échantillon contenant initialement N_0 noyaux radioactifs identiques à l'instant $t = 0$. Après un certain temps t , la quantité de ces noyaux a diminué du fait de la désintégration d'une partie d'entre eux. Notons alors N_t le nombre de noyaux radioactifs restant à l'instant t . La proportion de noyaux se désintégrant au cours du temps correspond à une probabilité de désintégration caractérisée par la constante radioactive notée λ . Cette constante varie pour tous les isotopes dans un certain intervalle : $1,57 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1} \leq \lambda \leq 3 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}$. On introduit également une constante de temps τ correspondant à la durée de vie moyenne d'un noyau radioactif (le terme "moyenne" est dû au caractère aléatoire de la désintégration d'un même type de noyau) tel que :

$$\tau = \frac{1}{\lambda}$$

La variation de noyaux radioactif, ΔN , est proportionnelle à la population restante et à la durée écoulée, Δt , tel que : $\Delta N = -\lambda \times \Delta t \times N_t$

Pendant un temps très court, quand $\Delta t \rightarrow 0$, on obtient l'équation différentielle suivante : $dN = -\lambda N_t dt \Leftrightarrow N'_t = -\lambda N_t$

La solution de cette équation nous donne la loi de décroissance radioactive : $N_t = N_0 e^{-\lambda t}$ ou $N_t = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}$

Période de demi-vie

La “période radioactive” aussi appelée “temps de demi-vie” correspond à la durée nécessaire pour que la moitié des noyaux radioactifs initialement présents dans un échantillon se soit désintégrée. Un noyau radioactif est alors caractérisé par sa demi-vie, notée $t_{1/2}$. Alors, à l’instant $t = t_{1/2}$, on a nombre de noyau $N_{t_{1/2}}$ tel que :

$$N_{t_{1/2}} = \frac{N_0}{2}$$

Soit :

$$N_{t_{1/2}} = N_0 e^{-\frac{t_{1/2}}{\tau}} \iff \frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\frac{t_{1/2}}{\tau}}$$

D’où :

$$t_{1/2} = \tau \ln(2)$$

ou

$$t_{1/2} = \frac{\ln(2)}{\lambda}$$

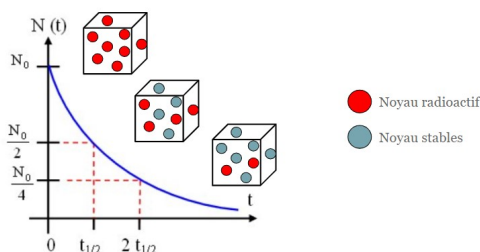


Figure 5. Graphique illustrant la loi de décroissance radioactive

Cette durée est une propriété propre à chaque élément et varie d’un radionucléide à l’autre. C’est évidemment la mesure de ce temps de demi-vie qui permis ensuite aux physiciens de donner des valeurs de λ .

Exemples de temps de demi-vie pour différents éléments :

Uranium-235	$7,038 \cdot 10^8$ années	Uranium-238	$4\,468 \cdot 10^9$ ans	Potassium-40	$1,28 \cdot 10^9$ ans
Rubidium-87	$4,88 \cdot 10^{10}$ ans	Calcium-41	$1,03 \cdot 10^5$ ans	Carbone-14	5760 années
Radio-226	1620 années	Césium-137	30,07 années	Bismuth-207	31,55 années
Strontium-90	28,90 années	Cobalt-60	5,271 années	Cadmium-109	462,6 jours
Iode-131	8,02 jours	Radon-222	3,82 jours	Oxygène-15	122 secondes

Figure 6. Temps de demi-vie pour certains éléments radioactifs

La radioactivité n'est pas un phénomène directement propre à la mécanique quantique mais elle contribue à préciser la description de l'atome. Rutherford, notamment, utilise la radioactivité α pour réaliser l'expérience de la feuille d'or qui lui permet d'établir son propre modèle atomique.

4 Le modèle atomique d'Ernest Rutherford

Ernest Rutherford étudie sous la direction de J. J. Thomson (qui découvre l'électron). Peu de temps après son arrivée a lieu la découverte des rayons X avec un tube de Crookes. Il se met alors à étudier l'effet des rayons X sur les gaz et découvre leur capacité à ioniser l'air (ajouter ou enlever des électrons aux atomes pour les transformer en ion et leur donner une charge).

Lorsqu'Henri Becquerel découvre les rayons émis par l'uranium et que Marie Curie fait de nombreuses découvertes sur la radioactivité, Ernest Rutherford se décide à étudier l'effet de la radioactivité sur les gaz et découvre les rayons α et β . Il fait cette découverte en mesurant le courant qui passait entre deux plaques chargées, entre lesquelles était placé de l'uranium. En plaçant des feuilles métalliques sur l'uranium, il observe d'abord une baisse importante de l'ionisation avec l'augmentation de la couche de feuilles puis au bout d'un moment il observe une stabilisation de l'ionisation malgré le rajout de nouvelles feuilles. Il en déduit donc qu'il y a deux rayons avec des pouvoirs de pénétrations différents : les rayons α , stoppés par quelques feuilles et le rayons β que les feuilles n'arrêtent pas.

En faisant plus tard la même expérience avec du thorium à la place de l'uranium, il remarque que l'ionisation varie aléatoirement. Il en déduit que ce sont les mouvements d'air dans son laboratoire qui font varier ses résultats et il suppose alors que le thorium dégage un gaz radioactif. Pour étudier ce gaz, il place le thorium dans un tube au bout duquel se trouve d'un côté un réservoir contenant l'électroscope (appareil mesurant l'ionisation) et de l'autre une ouverture.

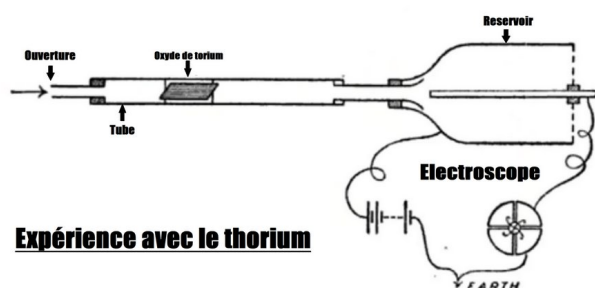


Figure 7. Expérience de E. Rutherford avec le thorium

Il souffle de l'air dans le tube depuis l'ouverture en direction du réservoir puis arrête. Ainsi le gaz est isolé dans le réservoir et il peut être étudié. En étudiant l'ionisation de ce gaz, il observe que celui-ci n'est radioactif qu'une dizaine de minutes, et que cette radioactivité diminue de façon exponentielle (car le courant entre les électrodes diminue de façon exponentielle au cours du temps). Il découvre ainsi en 1900 que la radioactivité est divisée par deux sur un certain laps de temps défini, c'est la notion de demi vie. Il utilisera d'ailleurs ce principe pour inventer la technique de datation radiométrique, avec laquelle il montrera que la terre est beaucoup plus vieille que ce que l'on pensait à l'époque.

En continuant son observation du gaz émanant du thorium, il remarque par spectroscopie que celui-ci est constitué d'atomes radioactifs qui ne sont pas du thorium mais du radon. Il découvre alors la transmutation : la désintégration des éléments radioactifs en d'autres éléments. Cette découverte fut difficilement acceptée

par la communauté scientifique dont Pierre et Marie Curie au début.

Ernest Rutherford étudie par la suite l'énergie dégagée par les désintégrations nucléaires et émet l'hypothèse qu'il s'agit de la source d'énergie du Soleil. Et à partir de 1903, il étudie le rayonnement α (vitesse, signe, charge, masse). Ernest Rutherford découvre en 1908 par une analyse du spectre des émanations de gaz radioactif que les particules α sont des atomes d'hélium sans charges négatives (donc que ce sont des noyaux d'hélium mais il n'a pas encore découvert le noyau de l'atome à ce moment là).

En 1911 il fait sa plus grande découverte, à savoir le noyau de l'atome, grâce à la non moins célèbre « expérience de la feuille d'or ». En bombardant une feuille d'or de particules α , il s'aperçoit que celles-ci passent en général à travers la feuille mais que certaines changent de trajectoire. Il suppose alors l'existence d'un noyau.

4.1 Expérience de la feuille d'or

4.1.1 Présentation de l'expérience

Cette expérience, réalisée par Rutherford en 1909, consiste à envoyer des particules α sur une fine feuille d'or (0.6 micromètre environ). Il cherche à prouver ou réfuter l'hypothèse du « plum pudding » ou pain au raisin (les raisins seraient associés aux électrons et le noyau serait la pâte chargée positivement).

Protocole expérimental :

- On place un écran fluorescent composé de sulfure de zinc.
- On place un morceau de radium dans une boîte de plomb.
- On place entre le radium et l'écran une fine feuille d'or.

Le but de cette expérience est d'étudier les déviations des particules alpha par la feuille d'or.

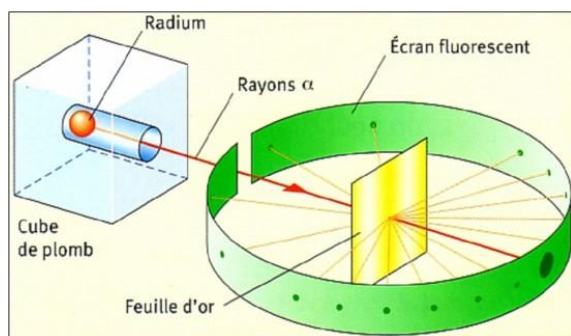


Figure 8. Schéma expérimental

4.2 Pourquoi les particules α ?

Il faut savoir que les particules α sont des particules à la fois rapides (environ 15 000 km/s) et très énergétiques (environ 4.871 MeV). Elles se prêtent donc bien à cette expérience puisqu'on est sûr qu'elles traversent les atomes. Ces particules étant chargées positivement elles sont bien déviées par le champ électrostatique du noyau lui aussi composé de charges positives. De plus, comme vu dans la section précédente, les particules α se déplacent dans le vide mais sont aisément bloquées par une feuille de papier. Cela signifie que si elles arrivent à passer la feuille d'or alors elles se déplacent dans du vide.

4.3 Résultats et interprétations

Rutherford effectue donc cette expérience. Il se rend alors compte qu'une petite quantité de particules est déviée dont une infime quantité qui est déviée d'un grand angle. Ces observations ne sont pas en accord avec la théorie du plum pudding car cette dernière ne permet pas d'expliquer les grandes déviations de particules α .

Il fait donc l'hypothèse d'un nouveau modèle atomique : Le modèle planétaire où les électrons se déplacent en rotation autour du noyau avec du vide entre.

Cette expérience lui permet de donner une approximation de la taille du noyau :

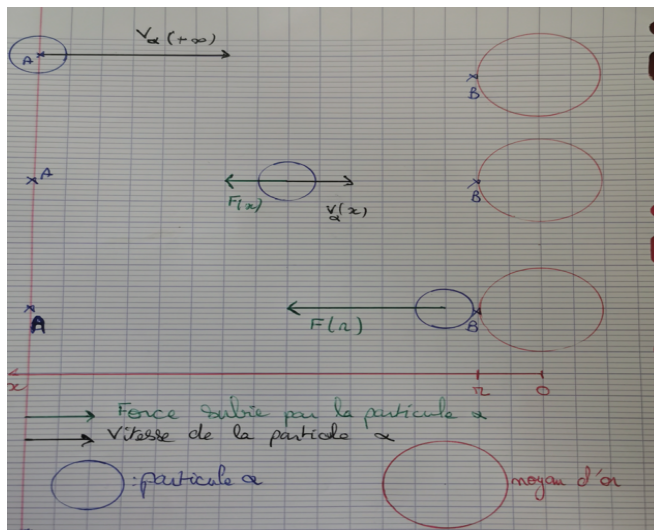


Figure 9. Schéma de l'évolution du déplacement d'une particule α lors de l'expérience.

Pour cela, on place 2 points, un point A (le point de départ de la particule alpha) et un point B placer à l'endroit où la particule est déviée.

$$F = \frac{Q_{or} \times Q_{alpha}}{4\pi\epsilon x^2}$$

$$\frac{W_{A \rightarrow B}(\vec{F})}{4\pi\epsilon x} = \int_{+\infty}^r F \, dx = \frac{Q_{or} \times Q_{alpha}}{4\pi\epsilon} \times \int_{+\infty}^r \frac{1}{x^2} \, dx =$$

$$\begin{aligned} E_C(B) - E_C(A) &= W_{A \rightarrow B}(\vec{F}) \\ 0 - \frac{1}{2} m v^2 &= -\frac{Q_{alpha}}{4\pi\epsilon_0} \times \frac{Q_{or}}{r} \\ r &= \frac{2 Q_{alpha} Q_{or}}{4\pi\epsilon_0 m v^2} \end{aligned}$$

Avec :

-) m la masse réduite égale à $6.7 \times 10^{-27} \text{ kg}$
-) Q_{or} la charge du noyau d'or $= 76 \times 1.6 \times 10^{19} \text{ C}$
-) Q_{alpha} la charge de la particule alpha $= 2 \times 1.6 \times 10^{19} \text{ C}$
-) v la vitesse initiale de la particule alpha $= 2 \times 10^7 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
-) r le rayon du noyau d'or
-) ϵ_0 la permittivité du vide $= 8.85 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$

On obtient donc : $r \simeq 2.7 \times 10^{-14} m$.

Rutherford en conclut donc que s'il existe un noyau dans l'atome, ce dernier serait de la forme d'une sphère de rayon inférieur ou égal à $2.7 \times 10^{-14} m$.

En comparaison, l'atome d'or a un rayon de $1.4 \times 10^{-10} m$.

Le rapport est donc d'environ 5200 ce qui veut dire que le rayon de l'atome est 5200 fois plus grand que celui du noyau.

Néanmoins, ce calcul est une première approximation car en réalité, ce rapport est plutôt autour de 10000, c'est à dire que le rayon d'un atome est 10000 fois plus grand que le rayon du noyau et donc que l'atome est majoritairement composé de vide

La réfutation du modèle « plum pudding » de l'atome a été un des fondements de la théorie du modèle de Bohr de l'atome pour la spectrométrie.

5 Spectrométrie et Modèle de Bohr

5.1 Histoire de la spectrométrie

5.1.1 Découvertes majeures

Au XVIIe siècle, Newton décide d'analyser un dispositif en verre que les magiciens de foire utilisent pour "colorer" la lumière. Ce dispositif, c'est un prisme. Après quelques montages, il réussit à montrer que le prisme ne colore pas la lumière, mais la décompose (puisqu'il est capable de la recomposer en plaçant un autre prisme après le premier comme dans le montage suivant).

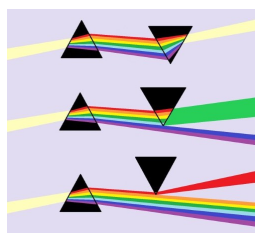


Figure 10. Montage mettant en évidence la décomposition de la lumière

Ainsi, l'étude du spectre de la lumière (décomposition en couleurs), autrement dit la spectrométrie, est née.

Il faut attendre quelques siècles pour avoir de nouvelles avancées majeures dans cette science. En 1760, la lampe à hydrogène est inventée, permettant d'obtenir une seule raie, d'une longueur d'onde précise, ce qui permis de nouvelles expériences.

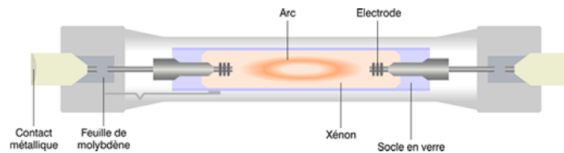


Figure 11. Fonctionnement d'un spectroscop/ d'une lampe à hydrogène???????

Ensuite, autre invention majeure, le spectroscop, dont le schéma ci-dessous détaille le fonctionnement.

Le spectrographe à réseau repose sur le principe de diffraction. Une plaque de verre appelée réseau, et comportant un grand nombre de stries parallèles (1500 par mm) est placée dans le montage optique. Chacune des stries donne des images de diffraction pour les différentes longueurs d'onde. Cette invention permis d'affiner la lecture de longueurs d'onde.

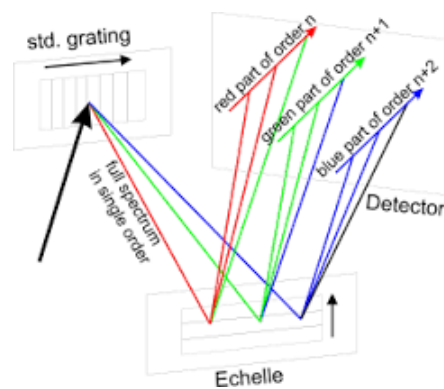


Figure 12. Diffraction de la lumière

Ces deux inventions permirent, dans les années 1880, d'observer les raies d'émissions de différents éléments. Les chercheurs ont envoyé un faisceau lumineux sur de l'hydrogène gazeux dans une enceinte fermée, et ont recueilli les faisceaux à la fin du parcours de l'enceinte à travers un spectroscopie. Les raies observées étaient (forcément, à l'époque) dans le domaine du visible. Voici les raies observées par Balmer pour l'hydrogène :

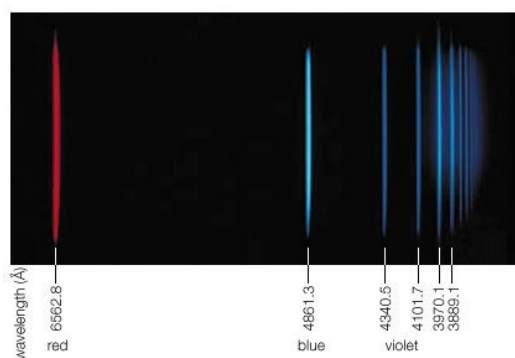


Figure 13. Raies observées par Balmer pour de l'hydrogène

5.1.2 Formule de Balmer

Balmer essaie alors de trouver une suite mathématique donnant les valeurs des raies observées pour l'hydrogène :

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right)$$

avec $n = 2$ (séries de Balmer), λ la longueur d'onde de la raie, p le numéro de la raie dans la série (qui sera plus tard assimilé à la couche initiale de l'électron), et R_H la constante de Rydberg (en m^{-1}).

La répartition discontinue de ces raies inspire à Bohr son modèle de l'atome.

5.2 Modèle de Bohr de l'atome

5.2.1 Mise en contexte

Nous avons vu dans une section précédente que Rutherford proposa la théorie du modèle planétaire de l'atome dans lequel les électrons orbitent autour du noyau composé de protons (à la manière des planètes qui orbitent autour de leur étoile).

Cependant J. Larmor a démontré en 1897 que toute particule chargée et accélérée émettait des radiations électromagnétiques (EM) dont la puissance peut être calculée à l'aide de cette formule : $\frac{q^2 a^2}{4\pi\epsilon c^3}$ où q est la charge de la particule, a son accélération, c sa vitesse et ϵ la permittivité du vide. Ceci implique que la particule chargée perd progressivement de l'énergie jusqu'à s'écraser sur le noyau selon un trajectoire spiralaire, ce qui viendrait invalider la théorie de Rutherford.

C'est à ce moment-ci que Bohr entre en jeu.

5.2.2 Postulats de la théorie de Bohr

- Les électrons peuvent se déplacer sur un nombre entier fini d'orbites : on parle de discrétion de l'espace.
- Ces orbites sont stables, c'est-à-dire qu'elles correspondent chacune à un niveau d'énergie.

5.2.3 Equations qui serviront à le montrer

On s'intéresse au modèle de l'atome à 1 électron.

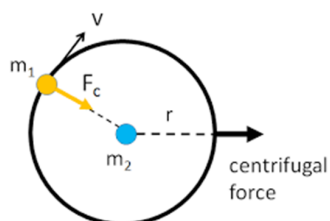


Figure 14. Schéma d'un atome à un électron

Comme le montre ce schéma, la force centrifuge générée par le mouvement circulaire et la force électrique générée entre les 2 charges sont réciproques et égales en norme (ce qui permet à l'électron de ne pas dévier de son orbite).

On peut donc en déduire la relation :

$$\begin{aligned} F_{\text{centrifuge}} &= F_{\text{elec}} \\ \frac{m v^2}{r} &= \frac{q_1 \times q_2}{4\pi\epsilon r^2} \\ \frac{m v^2}{r} &= \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon r^2}, \\ \frac{1}{2} m v^2 &= \frac{Z e^2}{8\pi\epsilon r} \end{aligned}$$

où Z est le numéro atomique, e la charge élémentaire, r le rayon et m la masse. De plus l'électron a une énergie cinétique et une énergie potentielle électrique. On obtient donc la formule suivante :

$$E_{\text{electron}} = E_c + E_p = \frac{1}{2} m v^2 - \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon r} = \frac{Z e^2}{8\pi\epsilon r} - \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon r} = -\frac{Z e^2}{8\pi\epsilon r}$$

Enfin Bohr fait le postulat que l'action d'un électron lors d'une révolution est quantifiée et doit être un multiple de la constante de Planck (h). Il en déduit cette formule :

$2\pi m v r = n h \Leftrightarrow m v r = \frac{n h}{2\pi}$, n est un nombre naturel strictement positif

5.2.4 Calculs verifiant les postulats

$$m v r = \frac{n h}{2\pi} \Leftrightarrow r = \frac{n h}{2\pi m v}$$

Or

$$\frac{m v^2}{r} = \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon r^2}$$

Donc

$$\frac{m h^2 n^2}{4\pi^2 m^2 r^3} = \frac{Z e^2}{4\pi\epsilon r^2}$$

$$\Leftrightarrow r = \frac{\epsilon h^2 n^2}{Z e^2 \pi m} = r(1) \times n^2$$

On remarque ici que r est une fonction de n ce qui prouve bien le principe de discrétion de l'espace (l'orbite a un rayon qui est proportionnel à n).

Enfin

$$E_c = \frac{1}{2}mv^2 = \frac{Ze^2}{8\pi\epsilon r} = -\frac{E_p}{2}$$

On a alors

$$E_{\text{electron}} = \frac{-E_p}{2} + E_p = \frac{E_p}{2}$$

$$\Leftrightarrow E_{\text{electron}} = \frac{-Ze^2}{8\pi\epsilon r}$$

En remplaçant r par son expression en fonction de n on obtient :

$$E_{\text{electron}} = \frac{-Z^2me^4}{8\epsilon^2h^2n^2} = \frac{E(1)}{n^2}$$

On remarque alors que l'énergie peut aussi être exprimée en fonction de n . Cela confirme que chaque orbite est associée à une énergie.

5.2.5 L'expérience de Franck et Hertz

Cette expérience sert à montrer la théorie de Bohr et à quantifier les niveaux d'énergie de l'atome de mercure.

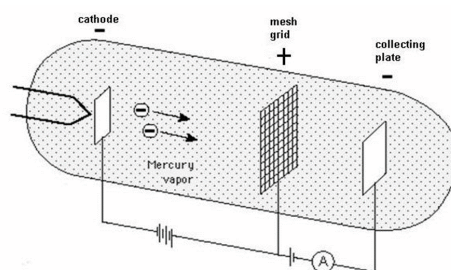


Figure 15. Dispositif de l'expérience de Franck et Hertz

Des électrons sont envoyés par la cathode, grâce à une différence de potentiels entre cette cathode et le grillage, à plusieurs tensions (qui seront appelées tension d'accélération (U_{acc}) puisqu'elle procure de l'énergie au électrons). Une fois la grille passée, ces électrons percutent sur leur passage des électrons qui sont envoyés par la seconde cathode (la plaque où on collecte les électrons envoyés par la première cathode) grâce à une tension de décélération. Cette dernière cathode est alors frappée par un certain nombre d'électrons qui peuvent être détectés grâce à un ampèremètre.

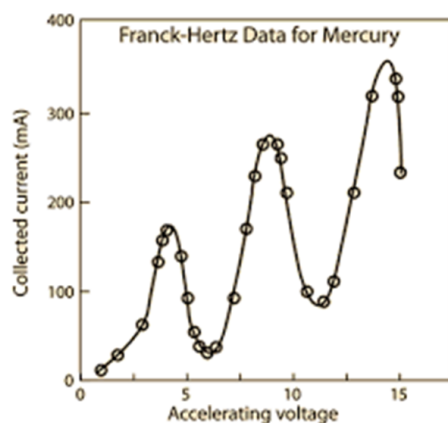


Figure 16. Graphique de l'évolution de l'intensité mesurée par le détecteur en fonction de la tension d'accélération

On s'aperçoit qu'à chaque multiple de 4,9 volts, le courant reçu par le détecteur chute. En effet, les électrons qui émanent de la première cathode percutent des atomes du gaz (ici c'est de mercure). A cette occasion, les électrons cèdent une énergie de 4,9 eV (s'ils possèdent une énergie supérieure ou égale à 4,9 eV) aux atomes qui permet à un des électrons des atomes en question de passer du niveau fondamental d'énergie (le niveau le plus bas et le plus stable) à un niveau d'énergie dit excité.

Ensuite ils continuent leur course et une fois qu'ils percutent les électrons qui sont envoyés par la seconde cathode, ceux qui ont une énergie inférieure à celle des électrons qu'ils percutent sont éliminés de la course et ne peuvent pas atteindre la seconde cathode.

On remarque qu'au premier pic (quand $U_{acc}=4,9$ V) il suffit d'un seul choc avec les électrons décélérateurs pour que les électrons accélérateurs soient renvoyés. Au second pic ($U_{acc}= 2*4,9V$) il en faut 2 et ainsi de suite. De plus, le minimum d'énergie après chaque pic augmente quand U_{acc} augmente car il devient de plus en plus rare pour les électrons accélérateurs de ne pas pouvoir atteindre la plaque de collection.

Enfin, des radiations violettes jaillissent des atomes percutés. Ces radiations ont une longueur d'onde qui correspond à la plus petite valeur du spectre du mercure. Par le calcul on trouve le même résultat pour l'énergie transportée par ces radiation avec la formule de Planck-Einstein $E = hf = \frac{hc}{\lambda}$ et avec la formule $E=qU_{acc}$ (q étant la charge de l'électron accélérateur).

Cette expérience montre donc que les niveaux d'énergie de l'atome sont discrets. D'autre part, nous avons vu qu'une quantité d'énergie égale à 4,9 eV est nécessaire pour qu'un électron de l'atome de mercure situé au niveau fondamental passe au niveau supérieur. Enfin, la formule de Planck-Einstein est vérifiée ce qui mènera à la théorisation de l'effet photoélectrique quelques années plus tard.

6 L'effet photoélectrique

6.1 Généralités

6.1.1 Définition générale

L'effet photoélectrique désigne l'émission d'électrons par un matériau métallique suite à une exposition à la lumière ou à un rayonnement électromagnétique de fréquence assez élevée, celle-ci dépend du matériau utilisé.

6.1.2 Aspect historique : définition de la lumière au XIXème siècle

Pendant des années deux modèles décrivant la lumière s'opposaient : la description corpusculaire de Newton et la description ondulatoire de Huygens. Au XIX^e siècle, cette seconde théorie fut adoptée, justifiant mieux les caractéristiques de la lumière (voir la partie sur les fentes de Young). Cependant certaines découvertes, dont celle de l'effet photoélectrique, remirent en question cette description, introduisant un modèle liant le caractère corpusculaire et ondulatoire de la lumière.

6.2 Expérience de Hertz

6.2.1 Mise en oeuvre l'effet photoélectrique

En 1887, Hertz met en évidence pour la première fois l'effet photoélectrique. La manière la plus simple de montrer ce phénomène consiste à éclairer le plateau en zinc d'un électroscope*, initialement chargé négativement, par un rayonnement ultraviolet (rayonnement de haute fréquence).

Il observe deux situations :

- Si l'électroscope est initialement chargé négativement, les deux lames de l'appareil retombent à la verticale, signifiant que l'appareil de mesure se décharge.
- Si l'électroscope est initialement chargé positivement, les deux lames s'écartent davantage.

Alors, dans la première situation, le déchargement de l'électroscope sous l'influence du rayonnement montre que l'appareil tend à revenir dans sa configuration neutre soit une diminution du nombre de charges négatives. A l'inverse dans la seconde situation, l'écartement des lames implique une augmentation de la charge positive dans l'appareil, soit également une diminution du nombre de charges négatives. De plus, dans les deux cas de figure, le phénomène est pratiquement instantané.

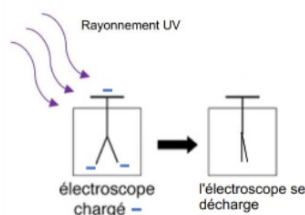


Figure 17. Schéma électroscope chargé -

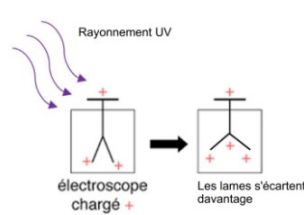


Figure 18. Schéma électroscope chargé +

La seule explication plausible à ce phénomène est donc l'éjection de charges négatives de la surface de l'électroscope par l'interaction avec le rayonnement incident.

*Un électroscope est un appareil de mesure permettant de mettre en évidence la charge électrique d'un corps. Il est constitué d'un plateau servant de surface de contact et de deux lames métalliques pouvant s'écarter.

Lorsque l'électroscope est neutre (il y a autant de charges positives que négatives) ses lamelles sont en position verticale.

Cependant, quand l'appareil est chargé (positivement ou négativement) ses lames sont éloignées. Cela est dû aux forces de répulsion entre des charges de même signe qui poussent ces charges à se répartir le plus possible sur l'ossature provoquant un écartement des lames.

6.2.2 Dispositif expérimental et résultats expérimentaux

Entre 1899 et 1902, Philipp Lenard accompagné de Hertz réalisent différentes expériences avec des tubes cathodiques constitués de vide. Ils illuminent l'anode et font varier l'intensité en fixant l'intensité et vice versa. Ils arrivent ainsi à caractériser un peu plus le phénomène de l'effet photoélectrique.

Le dispositif simplifié est constitué d'une plaque de métal C (la cathode) éclairée par une source de lumière de puissance P et de fréquence ν .

En fonction du rayonnement émis, des électrons sont arrachés de la cathode C et sont attirés par différence de potentiel sur une autre plaque A (l'anode). La différence de potentiel est noté U.

Le courant I est mesuré par un microampèremètre

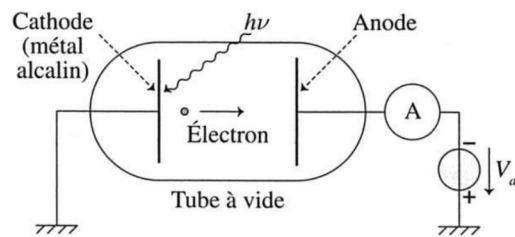


Figure 19. Schéma du montage de l'expérience de Hertz et Lenard

Nous constatons expérimentalement que:

- Pour des fréquences faibles, il n'est pas possible de récolter du courant.
- il existe une certaine tension d'arrêt $U_0 < 0$ en dessous de laquelle on ne recueille plus aucun courant.

Hertz suppose donc que les électrons ne peuvent être éjectés du métal sans apport d'une certaine quantité d'énergie. Pour casser les liaisons stabilisant les électrons dans l'atome, et donc les extraire du métal sans vitesse initiale, il faut fournir une énergie minimale appelée Travail de Sortie (W_s).

6.2.3 Preuve de l'existence d'un potentiel d'arrêt négatif

On suppose que l'électron est libéré avec une énergie cinétique initiale E_{ci}

Par conservation de l'énergie on a

$$\varepsilon = E_{ci} + W_S \quad (1)$$

Une fois l'électron éjecté on a

$$E_m = E_c + E_{pe}$$

avec $E_{pe} = qV = -eV$ l'énergie potentielle électrostatique créée par la différence de potentiel entre V_A et V_C .

donc $E_{ci} - eV_C = E_{cf} - eV_A$ avec V_C et V_A respectivement les potentiels à la cathode et à l'anode.

Pour qu'il y ait création d'un courant I alors l'électron doit avoir une énergie cinétique finale supérieure à 0.

$$\text{Il faut donc } E_{ci} - eV_c + eV_A = E_{cf} \geq 0$$

$$\text{Or } U = V_A - V_C \text{ donc } E_{ci} + eU \geq 0$$

Finalement en remplaçant avec (1) : $eU \geq -(\varepsilon - W_S)$ et $U \geq -\frac{1}{e}(\varepsilon - W_S)$

On pose $U_0 = -\frac{1}{e}(\varepsilon - W_S)$ donc $U \geq U_0$ avec $U_0 < 0$

On appellera U_0 la tension d'arrêt.

6.2.4 Interprétation du potentiel d'arrêt

Comme nous l'avons dit plutôt, U représente une différence de potentiel (ou tension) entre la cathode et l'anode : $U = V_A - V_C$. La différence de potentiel entre les deux électrodes crée un champ électrique E orienté dans le sens des potentiels décroissants. Dans un fonctionnement classique, c'est à dire quand $U > 0$, $V_A > V_C$, le champ électrique E est orienté vers la cathode et donc la force F qui "pousse" les électrons est orientée vers l'anode.

Les électrons émis sont donc accélérés vers l'anode.

Maintenant si nous désirons ne plus recevoir d'électrons sur l'anode, alors il faut que $E_{cf} \leq 0$. Dès lors, il faut appliquer une tension négative ($U < 0$) sur le système de façon à contrer l'énergie cinétique. Plus simplement, la contre tension entre A et C décélère l'électron jusqu'à le neutraliser dans sa course.

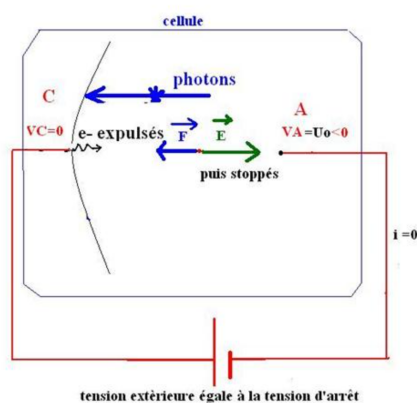


Figure 20. Schéma du montage de l'expérience de Franck et Lenard

On remarque qu'en faisant cela, plus on baisse la tension (on augmente la contre tension $-U$) et plus le nombre d'électrons reçu sur l'anode diminue.

Donc plus la tension est faible et plus l'intensité du courant tend vers 0.

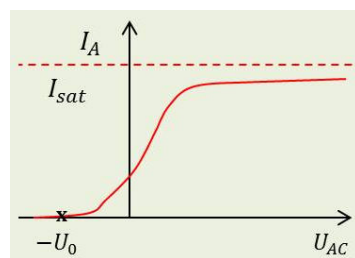


Figure 21. Graphique mettant en évidence la tension de seuil

La tension de seuil notée U_0 est donc la tension en dessous de laquelle on ne reçoit plus aucun électron. Elle correspond à une énergie d'arrêt qui est supérieure à l'énergie cinétique d'un électron.

Par exemple, pour arrêter un électron avec une énergie de $0,5$ eV, il faut un potentiel d'arrêt inférieur ou égal à $-0,5$ V.

Remarque: 1 eV est l'énergie acquise par un électron quand il est plongé dans un potentiel d'1 volt.

Nécessairement, la tension de seuil est négative (voir ordonné à l'origine de la figure ci-dessus).

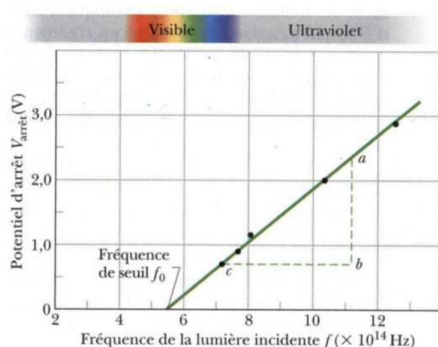


Figure 22.

Graphique du potentiel d'arrêt en fonction de la fréquence de la lumière

D'après les courbes, Hertz remarque que le potentiel d'arrêt (contre tension $-U_0$) est une fonction linéaire croissante de $(\nu - \nu_s)$ qui s'annule en $\nu = \nu_s$.

Donc finalement $|U_0| = K(\nu - \nu_s)$ avec K une constante indéterminée.

On en retient que:

- ce sont des particules chargées négativement qui sont arrachées aux métaux.
- Ces particules d'électricité négatives ont le même rapport charge/masse que les "rayons cathodiques", ce sont donc bien des électrons.
- En fixant une longueur d'onde et donc une fréquence (dans l'ultraviolet, inférieur à la fréquence seuil) et en augmentant l'intensité ils remarquent que le nombre d'électrons arrachés augmente mais que ceux-ci n'ont pas une énergie cinétique plus élevée : l'énergie cinétique des électrons est indépendante de l'intensité lumineuse.
- En augmentant la fréquence (et donc en diminuant la longueur d'onde) de la lumière incidente, l'énergie cinétique des électrons augmente mais leur nombre reste constant.

6.2.5 Réfutation du modèle ondulatoire

Ces diverses observations expérimentales ne correspondent pas au modèle classique ondulatoire de la lumière.

Pour montrer cette incohérence, décrivons les hypothèses du modèle ondulatoire en faisant une analogie entre les ondes lumineuses et les vagues de l'océan, associons la plaque métallique à un ponton et les électrons du métal à des ballons posés sur ce ponton.

Si une grande vague frappe le ponton, il est évident que les ballons seraient éjectés avec une vitesse plus élevée que si une faible vague avait frappée le ponton. En revenant au modèle de la lumière, les scientifiques de l'époque pensaient qu'un phénomène similaire aurait lieu en augmentant l'intensité de la lumière, soit l'amplitude de l'onde lumineuse. Le modèle classique mettait en avant un lien entre l'intensité de la lumière et l'énergie cinétique. Alors, avec cette théorie, en augmentant l'intensité du rayon incident, les électrons seraient arrachés au métal avec une énergie cinétique plus importante.

Une autre caractéristique du modèle classique est que l'augmentation de la fréquence lumineuse augmenterait le courant électrique mesuré, soit le nombre d'électrons éjectés. En effet, si un grand nombre de vagues frappait le ponton, davantage de ballons seraient éjectés par rapport à un petit nombre de vagues de même intensité.

La figure suivante représente ces deux aspects analogiquement :

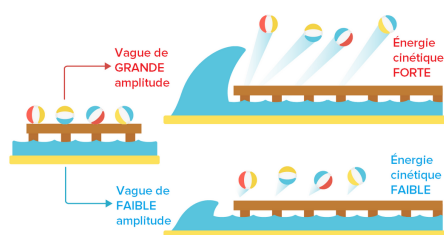


Figure 23. Schéma d'interprétation

Alors, ces deux hypothèses classiques ne coïncident absolument pas avec les résultats expérimentaux détaillés auparavant :

- en augmentant l'intensité du rayon, le nombre d'électrons expulsés augmente et leur énergie cinétique reste constante.
- en augmentant la fréquence du rayon, le nombre d'électrons expulsés reste constant et leur énergie cinétique augmente.

6.3 Interprétation d'Einstein

6.3.1 Notion de photon

En 1921, Einstein obtint le prix Nobel pour avoir trouvé une réponse aux incohérences de la mécanique classique présente dans ce phénomène.

Pour expliquer ce phénomène, Einstein se base sur les travaux de Planck qui supposent que l'énergie se transmet sous forme de petites quantités. Il émet alors l'hypothèse que la lumière est en réalité composée de particules infiniment petites, de masse nulle, transportant ces petites quantités d'énergie. D'après Einstein les échanges ne se font que par paquets d'énergie (appelés quantum d'énergie). Cette dernière dépend alors de la fréquence de la lumière émise. On nommera plus tard ces particules "photons".

Augmenter la puissance du rayonnement revient à augmenter le nombre de quanta par unité de temps et non l'énergie propre à chaque quantum. Or c'est bien la quantité individuelle d'énergie de chaque quantum qui interagit avec l'électron. Il suppose alors qu'un des ces photons interagit avec un des électrons du métal en lui transmettant son énergie et lui permet ainsi de se détacher du métal.

Grâce aux expériences effectuées plus tôt, Einstein déduit que l'énergie d'un photon ne dépend que de la fréquence du rayon émis, introduisant alors une relation de proportionnalité entre l'énergie de la particule et la fréquence du rayon. Planck et Einstein introduisirent donc une constante de proportionnalité qui s'avère être celle découverte mathématiquement par Planck des années auparavant.

L'énergie transportée par ces photons suit la relation de Planck-Einstein :

$$\varepsilon = h\nu$$

avec h la constante de Planck et ν la fréquence de la lumière émise.

Alors, en utilisant ce nouveau modèle, lorsque la lumière frappe le matériau métallique, on a initialement un flux de photons ayant chacun une énergie de $\varepsilon = h\nu$. Pour qu'un photon puisse libérer un électron, il est nécessaire que son énergie soit supérieure au travail d'extraction W_S de la particule chargée négativement. Si cette condition n'est pas validée, aucun électron ne peut être éjecté. Au contraire, si le rayon lumineux vérifie cette condition, le photon est capable d'éjecter un électron du métal. Selon la quantité d'énergie apportée par la lumière l'électron sera libéré avec une certaine vitesse v et donc une énergie cinétique $E_c = \frac{1}{2}mv^2$, avec m la masse de l'électron.

Finalement, on se retrouve avec un photon incident d'énergie ε , et un électron libre éjecté à une certaine vitesse, nécessitant un travail d'extraction W_S et d'énergie cinétique E_c juste après son expulsion. On en déduit, grâce à la conservation de l'énergie :

$$\varepsilon = W_S + E_c$$

$$h\nu = W_S + \frac{1}{2}mv^2 \quad (1)$$

avec m la masse d'un électron

6.3.2 Expression de la fréquence seuil

D'après le raisonnement précédent, on a l'inégalité suivante :

$$h\nu \geq W_S$$

On introduit donc la notion de fréquence de seuil. Pour pouvoir libérer des électrons le rayonnement incident doit avoir une fréquence supérieur à une fréquence de seuil ν_s telle que

$$\nu_s = \frac{W_S}{h}$$

On remarque bien dans cette égalité que la fréquence seuil ne dépend que de la nature du matériaux (W_S).

Quelques exemples de travaux d'extraction :

Métal	Travail de sortie Φ (Joules, J)
Calcium, Ca	$4,60 \times 10^{-19}$
Étain, Sn	$7,08 \times 10^{-19}$
Sodium, Na	$3,78 \times 10^{-19}$
Hafnium, Hf	$6,25 \times 10^{-19}$
Samarium, Sm	$4,33 \times 10^{-19}$

Figure 24. Exemples de travaux d'extractionshuyuy

L'équation (1) peut également s'écrire :

$$\frac{1}{2}m v^2 = h(\nu - \nu_s) \quad (v \geq \nu_s) \quad (2)$$

Une part des électrons parvient jusqu'à l'anode.

Cela veut dire que toute l'énergie initiale $E_{c,\max}$ de l'électron est dépensée pour remonter la différence de potentiel qui va dans le sens inverse. On a donc $E_{c,\max} = eU_0$

On obtient donc $eU_0 = \frac{1}{2}mv^2$ donc en remplaçant dans (2) on a :

$$|U_0| = \frac{h}{e}(\nu - \nu_s)$$

6.4 Applications

6.4.1 Photosynthèse

L'effet photoélectrique a une portée universelle puisqu'il intervient au tout début de la réaction de la photosynthèse. La photosynthèse est une réaction biochimique au cours de laquelle le dioxyde de carbone (CO_2) (associée à de l'eau) est transformée, grâce à l'énergie lumineuse, en dioxygène (O_2). La lumière est captée par les plantes grâce aux chlorophylles (la chlorophylle est un pigment photosynthétique, c'est à dire qu'elle permet la transformation d'énergie lumineuse en énergie chimique). Les électrons de la chlorophylle sont excités par les photons. Cet état d'excitation se propage de chlorophylles en chlorophylles jusqu'à une paire de chlorophylle spéciale (P680). C'est à ce niveau là que l'effet photoélectrique a lieu : P680 reçoit beaucoup d'énergie

(accumulation des énergies d'excitation des chlorophylles) ce qui permet l'éjection d'un de ses électrons. La libération des électrons est indispensable pour la suite du phénomène de photosynthèse puisque P680, ayant perdu un électron, va permettre l'oxydation de l'eau.

6.4.2 Cellules photovoltaïques

Une autre application très importante de l'effet photoélectrique est la cellule photovoltaïque. Elle est le plus souvent constituée de semi-conducteurs, notamment de silicium. Le principe est simple : produire de l'électricité grâce aux photons de la lumière. Les photons arrachent des électrons au silicium qui vont se mettre en mouvement. Afin de créer un courant électrique, les électrons doivent tous se déplacer dans un même sens. Pour cela, les cellules photovoltaïques sont composées de deux types de silicium : la face exposée au soleil est constituée d'atomes de phosphore (qui contient plus d'électrons que les atomes de silicium), l'autre face d'atomes de bore (qui comporte moins d'électrons). Ainsi cela crée une différence de potentiel entre les deux faces, qui fonctionne comme une pile : la face la plus chargée en électrons devient la borne négative et celle moins chargée en électrons la borne positive. Un courant électrique est émis de la borne négative à la borne positive.

C'est en combinant plusieurs cellules photovoltaïques que sont créés les panneaux solaires.

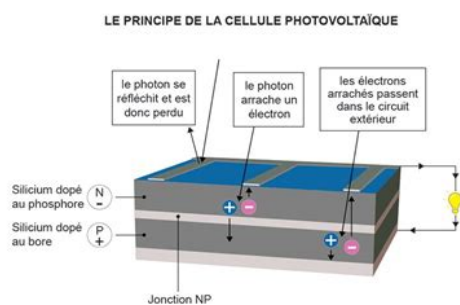


Figure 25. Schéma du fonctionnement d'une cellule photovoltaïque

La démonstration expérimentale de l'effet photoélectrique a donc remis en question l'unicité du modèle ondulatoire de la lumière.

Le débat onde/corpuscule reprit de plus belle.

7 Dualité onde-corpuscule : Young et De Broglie

7.1 Le caractère ondulatoire de la lumière : Les fentes de Young

Au 19^{ème} siècle, la nature de la lumière est encore indéterminée.

- Certains comme Christian Huygens pensent que la lumière est une onde, comme des vagues à la surface de l'eau. C'est la théorie ondulatoire.

- D'autres comme Isaac Newton pensent que la lumière est un flot de petites particules, de différentes couleurs. C'est la théorie corpusculaire.

Thomas Young apporte un premier élément de réponse en découvrant le phénomène de diffraction et d'interférence de la lumière. Ces phénomènes sont explicables uniquement par le caractère ondulatoire de la lumière.

L'expérience consiste à placer une source lumineuse monochromatique devant une plaque percée de deux fentes, et placer de l'autre côté de la plaque un écran.

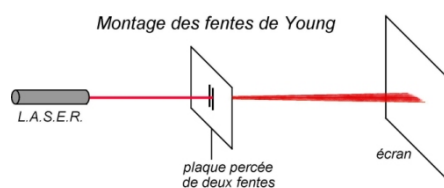


Figure 26. Montage de l'expérience des fentes de Young

Intuitivement, on pourrait s'attendre à voir apparaître sur l'écran deux bandes lumineuses, en face des deux fentes. Que nenni ! Dans cette expérience, la lumière semble se comporter comme une onde. On observe alors une figure d'interférence :

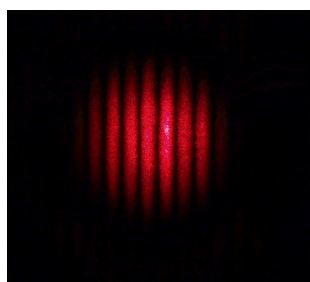


Figure 27. Figure d'interférence obtenue avec les fentes de Young

Les deux fentes, agissent comme deux nouvelles sources de lumières différentes (mais cohérentes et de même fréquence (car issues de la même source)). La lumière se comporte ici exactement comme des vagues à la surface de l'eau. Celle provenant de la source S1 va interférer avec celle provenant de la source S2. Lorsque au niveau de l'écran les ondes lumineuses provenant de chaque source sont en phase, elles s'additionnent et forment une interférence constructive visible par une frange lumineuse. Lorsque au niveau de l'écran, les ondes lumineuses provenant de chaque source sont en opposition de phase, elles s'annulent et aucune lumière n'est visible. D'ailleurs, il suffit de boucher une des fentes pour que les zones sombres redeviennent lumineuses car avec une seule source il n'y a plus d'interférences.

L'image ci dessous représente graphiquement comment les ondes arrivent en déphasage sur l'écran à cause des deux fentes :

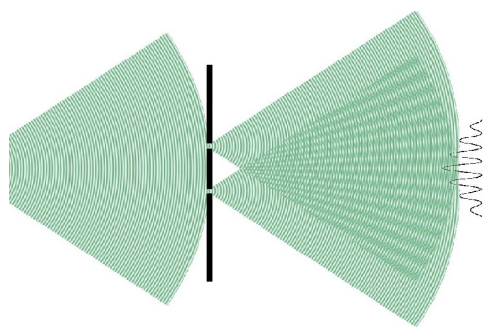


Figure 28. Schéma de l'interférence des ondes

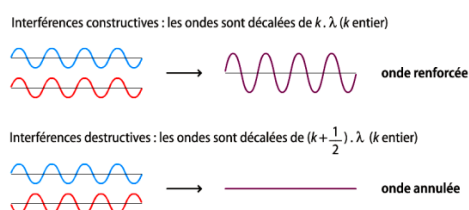


Figure 29. Explication des interférences constructives et destructives

Avec cette expérience simple, non seulement Thomas Young prouve le caractère ondulatoire de la lumière, mais en plus il peut calculer les longueurs d'ondes des couleurs du spectre visible.

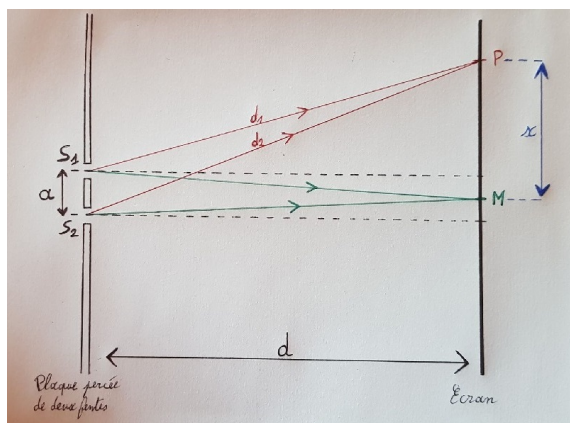


Figure 30. Schéma du montage permettant de calculer les longueurs d'ondes

Ci-dessus un schéma de l'expérience avec a la distance séparant les deux fentes, d la distance séparant l'écran des fentes et x la distance entre le milieu de l'écran et un point de l'écran.

Cherchons quand l'éclairement est maximum en P.

$$S_1 = A \cos(k d_1 - \omega t)$$

$$S_2 = A \cos(k d_2 - \omega t)$$

$$S_1 + S_2 = A \cos(k d_1 - \omega t) + A \cos(k d_2 - \omega t)$$

Avec k le nombre d'onde et $k\lambda = 2\pi$. Les interférences sont constructives lorsque :

$$\begin{aligned} k d_1 - \omega t &= k d_2 - \omega t + n2\pi \\ k d_1 &= k d_2 + n2\pi \\ \frac{2\pi d_1}{\lambda} - \frac{2\pi d_2}{\lambda} &= n2\pi \\ d_1 - d_2 &= n\lambda \\ &\text{avec } n \in \mathbb{Z} \end{aligned}$$

(Et on trouve qu'elles sont destructives quand $d_1 - d_2 = \lambda(n + \frac{1}{2})$ en partant de $k d_1 - \omega t = k d_2 - \omega t + \pi + n2\pi$)

D'après le théorème de Pythagore :

$$\begin{aligned} (d_2)^2 &= d^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 \\ (d_1)^2 &= d^2 + \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 \end{aligned}$$

On soustrait $(d_1)^2$ à $(d_2)^2$:

$$\begin{aligned} (d_2)^2 - (d_1)^2 &= d^2 + \left(x + \frac{a}{2}\right)^2 - d^2 - \left(x - \frac{a}{2}\right)^2 \\ (d_2)^2 - (d_1)^2 &= x^2 + \left(\frac{a}{4}\right)^2 + a x - x^2 - \left(\frac{a}{4}\right)^2 + a x \\ (d_2)^2 - (d_1)^2 &= 2a x \\ (d_2 - d_1)(d_2 + d_1) &= 2a x \end{aligned}$$

Comme x et a sont très petits par rapport à d ,
on peut dire que $(d_2 + d_1) = 2d$:

$$\begin{aligned}(d_2 - d_1)2d &= 2ax \\ d_2 - d_1 &= \frac{ax}{d} \\ d_2 - d_1 &= n \cdot \lambda \\ n \cdot \lambda &= \frac{ax}{d}\end{aligned}$$

Ainsi on observe les bandes de luminosité maximum tous les
 $x_k = \frac{k\lambda d}{a}$.

La distance entre deux franges lumineuses consécutives est
donc $i = \frac{\lambda d}{a}$.

Ainsi, en mesurant d (la distance entre les fentes et l'écran),
 a (la distance entre les deux fentes) et i (la distance entre deux
franges sur l'écran), on peut calculer λ (la longueur d'onde de
la lumière traversant la double fente). On peut alors, avec cette
méthode, déterminer les longueurs d'ondes de toutes les couleurs
du spectre visible de la lumière. Et on peut retrouver la fréquence
avec $f = \frac{c}{\lambda}$.

7.2 La généralisation de la dualité onde-corpuscule aux objets élémentaires (électron, protons ...)

Comme vue précédemment, le débat sur le caractère de la
lumière (section 6 et 7.1) fut l'un des débats les plus longs de l'histoire
de la physique. En effet, après la découverte de l'effet photo-
électrique, le caractère corpusculaire de la lumière est devenu
indéniable pour les physiciens, mais le caractère ondulatoire l'était
tout autant. Il apparaît donc que la lumière possède les caracté-
ristiques des 2 comportements. On parle alors de dualité onde-
corpuscule.

En 1924, le physicien français Louis De Broglie propose d'étendre la dualité onde-corpuscule à tout type d'objet et notamment aux électrons. Il crée alors la longueur d'onde de De Broglie qui, à chaque objet, lui associe une longueur d'onde qui caractérise la faculté de cet objet à se comporter, dans certaines situations, comme une onde.

Voici comment on la calcule :

$$\lambda = \frac{h}{p}$$

Où h est la constante de Planck et p la quantité de mouvement

$$(p = m \times v).$$

Il sera récompensé d'un prix nobel en 1927 pour cette généralisation.

Pour la démonstration, on prendra des photons de masses nulles.

On sait alors que dans le cadre de la relativité : $E^2 - p^2c^2 = m^2c^4$ avec $m = 0$.

On obtient donc que $E = p \times c = h \times \nu$ (formule obtenu pour l'effet photoélectrique).

$$\text{Ainsi, } \frac{h}{p} = \frac{c}{\nu} = \lambda$$

Cette généralisation sera alors vérifié expérimentalement pour les électrons en 1927 par Davisson et Germer.

7.2.1 Expérience de Davisson et Germer

Le but de cette expérience est de vérifier la généralisation de la dualité pour les électrons. Pour cela, des électrons sont envoyés sur un cristal de nickel. Davinson et Germer ont étudié comment sont renvoyés les électrons par le cristal à l'aide d'un détecteur d'électrons qui se déplace autour du cristal.

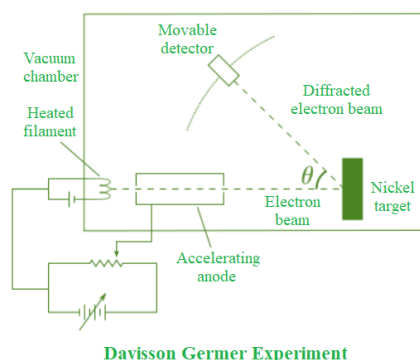


Figure 31. Montage expérimental

Ils étudient la trajectoire de cet électron ce qui donne la figure suivante :

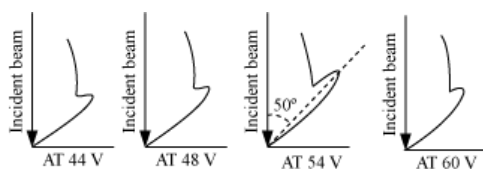


Figure 32. Quantité d'électrons perçue à différents voltages

On remarque qu'il existe un pic et qu'il est maximal à 54 Volt et à 50 degrés. Ils en déduisent donc que les électrons se conduisent comme des ondes avec ce pic qui représente les interférences constructives. Cette expérience vient ainsi vérifier le postulat de De Broglie en trouvant la longueur d'onde.

$$E_c = \frac{1}{2} m \times v^2$$

$$\text{Or } p = m \times v = \sqrt{2m \times E_c}$$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m \times E_c}}$$

Or on sait que : $\Delta E_c = \int e \times E dl$
ce qui donne : $E_c = e \times V$

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m \times e \times V}} = \frac{1.227}{\sqrt{V}} = 0.167 \text{ nm}$$

De Broglie avait lui trouvé une valeur théorique de λ égale à 0.165 nm.

De plus si on trace l'intensité au niveau du capteur en fonction de la racine de l'accélération que subissent les électrons, on obtient la figure ondulatoire suivante. Les électrons sont eux aussi soumis à la dualité onde-corpuscule.

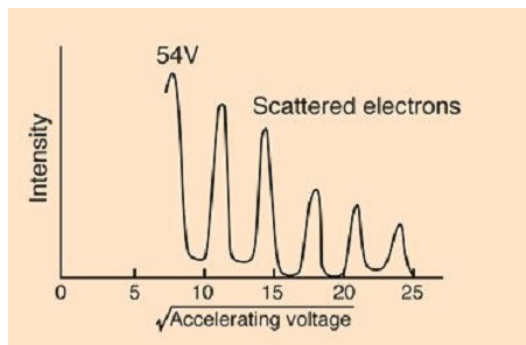


Figure 33. Intensité perçue par le capteur en fonction de la racine de la tension d'accélération.

7.2.2 Le lien avec le modèle de Bohr (section 4.2)

On sait que le moment cinétique $\sigma = mvr = p \times r$

Or $\sigma \times 2\pi = nh$, ainsi $p \times r \times 2\pi = nh$

Mais $p = \frac{h}{\lambda}$ d'après la relation de De Broglie

On obtient que $\frac{2\pi \times r}{\lambda} = n$; n étant un entier.

Ainsi, $2\pi \times r = n\lambda$.

Les ondes associées aux orbites de Bohr sont alors stationnaires.

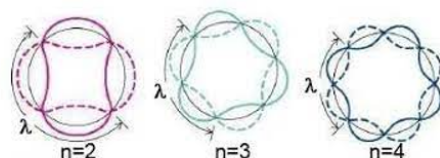


Figure 34. Ondes associées aux orbites de Bohr

7.2.3 Calcul de longueur d'onde pour 2 objets différents

Objet macroscopique : voiture roulant à 72km/h

$m = 10^3 \text{ kg}$ et $v = 20 \text{ ms}^{-1}$

On a alors $p = 10^3 \times 20$ donc $\lambda = 3.3 \times 10^{-38} m$

Sa longueur d'onde est donc très faible, on peut négliger le comportement ondulatoire d'un tel objet et le traiter comme un corpuscule.

Objet microscopique : 1 électron dans le vide

$m = 9.1 \times 10^{-31} \text{kg}$ et $v = 10^5 \text{ms}^{-1}$

On a alors $p = 9.1 \times 10^{-26}$ donc $\lambda = 7.27 \text{nm}$

Le comportement ondulatoire d'un tel objet est donc non négligeable.

8 Le L.A.S.E.R (Light Amplified by Stimulated Emission of Radiation)

8.1 Histoire du laser

Dès 1917, Albert Einstein décrit le principe d'émission stimulée sans penser à d'éventuelles applications. En 1950, Alfred Kastler sera le premier à proposer un système de pompage optique, qu'il validera expérimentalement deux ans plus tard. En 1953 est conçu le premier maser (ondes radio) au gaz d'ammoniac. Les scientifiques passeront les années suivantes à tenter d'adapter ce principe aux longueurs d'onde du visible. En 1960, Théodore Maiman obtient la première émission laser grâce à un cristal de rubis. L'année suivante, Ali Javan met au point le premier laser à gaz d'hélium et néon.

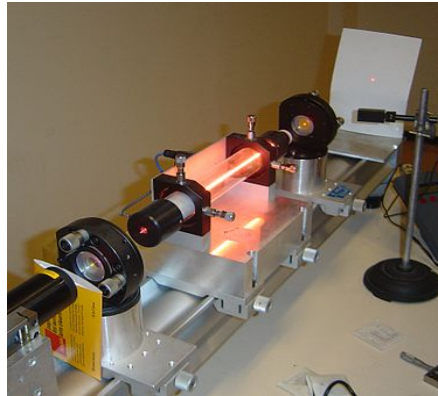


Figure 35. Laser à rubis

8.2 Principe de fonctionnement du laser

8.2.1 Les différents types de transitions de niveaux d'énergie

Absorption

Un électron situé sur la couche fondamentale de son atome peut recevoir de l'énergie après avoir été touché par un photon incident, auquel cas il s'élève sur une couche énergétique supérieure de l'atome. L'énergie nécessaire pour passer d'un état 1 à un état 2 est $E = E_2 - E_1 = h f$.

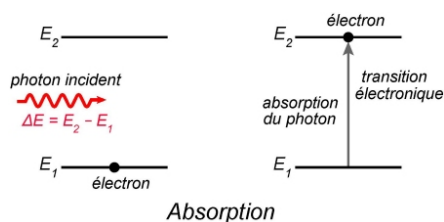


Figure 36. Phénomène d'absorption

Emission spontanée

Un électron situé sur une couche énergétique supérieure à la fondamentale peut y rester qu'un petit instant (quelques nano-secondes) avant de redescendre sur la couche fondamentale. En effet, des perturbations vont le faire chuter à un niveau plus stable, où l'électron aura beaucoup moins de mal à rester en position. Lors de cette chute, l'électron émet de l'énergie sous formes de radiations: un photon qui porte l'énergie en question est émis.

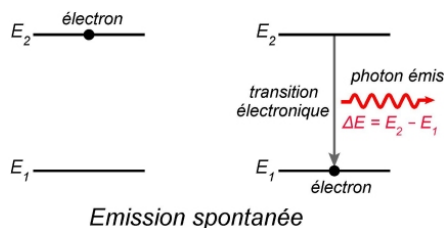


Figure 37. Emission spontanée

Emission stimulée

Un électron se situant sur une couche supérieure énergétiquement à la fondamentale peut redescendre sur cette couche grâce à l'intervention d'un photon extérieur. En effet le photon qui passe près de l'électron va créer des perturbations dans le voisinage du photon qui vont le faire chuter. L'électron va alors libérer un photon dont l'onde sera de même fréquence et en phase avec celle du photon incident. C'est exactement ce type de transitions d'états qui va nous intéresser dans le cas du laser (S.E=stimulated emission).

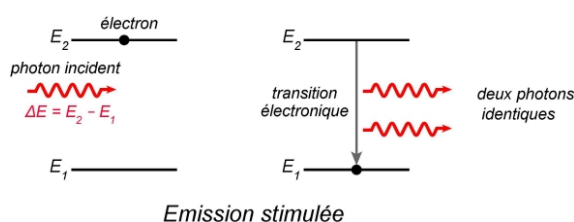


Figure 38. Emission stimulée

8.2.2 Inversion de population

Ce qu'on cherche au sein d'un laser, c'est amplifier le rayon lumineux de sortie à l'aide d'émissions stimulées. Cependant, au sein d'une population d'atomes identiques, une grande majorité d'entre eux tend à avoir la plupart de leurs électrons, si ce n'est tous, sur la couche fondamentale. Or ce que l'on veut c'est avoir un maximum d'électrons sur des couches instables pour pouvoir réaliser un maximum d'émissions stimulées. On doit donc procéder à ce qu'on appelle une inversion de population. C'est-à-dire qu'il y aura grâce à ce procédé plus d'électrons excités que stables. Ceci se fait au moyen d'un « pompage ». C'est en fait un apport d'une source d'énergie extérieure qui va déplacer les électrons stables sur une couche instable. Les sources d'énergie peuvent être lumineuses ou électriques. Par exemple, on peut utiliser un générateur à courant électrique ou un générateur de flashes.

8.2.3 Couches métastables

Comme on l'a vu dans la section 1.1.2, les électrons ne peuvent rester que quelques nanosecondes sur les couches instables, ce qui signifie que les électrons chutent trop vite pour que des émissions stimulées puissent se faire. Pour temporiser, on choisit des espèces chimiques ayant une ou des couches métastables. Celles-ci vont rajouter quelques microsecondes avant que l'émission spontanée se produise. Les atomes possédant des couches métastables en possèdent une à deux entre 2 niveaux d'énergie. Il faut aussi savoir qu'il n'y a aucun photon qui est émis lors du passage entre un état excité et un état métastable. En effet, l'énergie est libérée sous forme de chaleur.



Figure 39. Schéma d'un couche métastable

8.2.4 Cavité du laser

Il faudrait donc une très longue rangée d'atomes pour amplifier suffisamment un signal à l'aide d'émissions stimulées, ce qui n'est pas pratiquement réalisable. La solution est de faire en sorte que les photons passent plusieurs fois dans les atomes pour amplifier l'onde qu'ils portent. Ceci est fait avec un montage dans lequel sont positionnés un miroir presque totalement réfléchissant à une extrémité, un miroir semi-réfléchissant qui ne laisse passer, en général, que 2% des rayons lumineux s'écrasant dessus à l'autre extrémité, et enfin la source de pompage située à l'extérieur. Entre les deux miroirs se situe le milieu amplificateur (là où se trouvent les atomes).

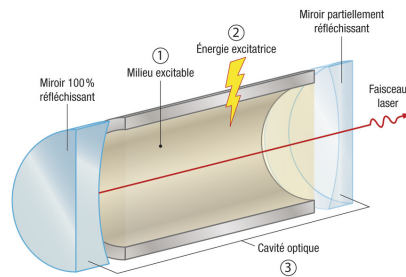


Figure 40. Schéma de la cavité d'un laser

L'amplification est initiée par une émission spontanée, puis le photon émis en fait en sortir d'autres. A chaque fois qu'un électron se repositionne sur la couche fondamentale, ils sont de nouveau excités à l'aide du pompage. Les photons voyagent plusieurs fois de long en large dans la cavité avant d'en sortir par le miroir réfléchissant.

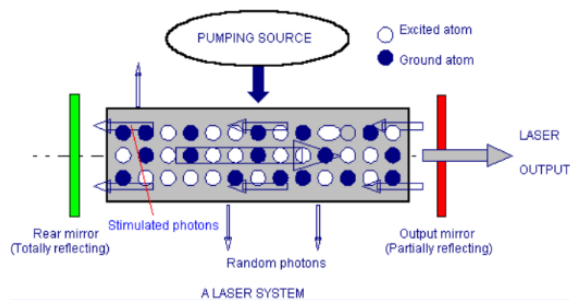


Figure 41. Schéma du principe de fonctionnement d'un laser

On peut également définir l'amplification du medium par le coefficient γ .

Posons $I(x)$, l'intensité à une position x du medium.

On obtient:

$$I(x+dx) = I(x) + \gamma I(x) dx = I(x) + dI$$

On obtient cette équation différentielle:

$$dI = \gamma I(x) dx$$

$$\Leftrightarrow \frac{dI}{dx} = \gamma I(x)$$

$$\Leftrightarrow I(x)=I(0)\exp(\gamma x)$$

Ainsi, l'intensité des rayons lors de leur déplacement dans le médium grandit exponentiellement, ce qui explique bien le L.A=light amplified.

8.3 Oscillations et ondes stationnaires

8.3.1 Conditions d'oscillations

A force de faire plusieurs fois le trajet le long de la cavité, un état d'équilibre est atteint. Cet état d'équilibre apparait lorsque toutes les pertes sont compensées par les gains. Parmi les pertes on a ce qui sort de la cavité par le miroir semi-réfléchissant (pertes utiles), ce qui est absorbé par les atomes qui sont dans leur état stable et ce qui est dispersé quand les rayons frappent les miroirs (pertes inutiles).

C'est à cet équilibre qu'on aura une oscillation, c'est à dire l'émergence d'un signal sinusoïdal.

8.3.2 Ondes stationnaires

A partir du moment où l'oscillation a lieu, l'onde générée est réfléchiée sur les miroirs, ce qui change sa phase de 2π . Cela équivaut à 2 ondes qui se déplacent dans des sens opposés. C'est à l'issue des interférences constructives entre ces 2 ondes qu'est créée l'onde stationnaire.

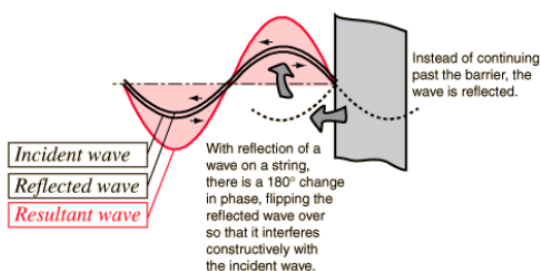


Figure 42. Formation d'ondes stationnaires

8.3.3 Fréquences des ondes stationnaires au sein d'une cavité

Comme vu précédemment, une onde stationnaire ne peut apparaître que s'il y a une interférence constructive entre les 2 ondes se déplaçant dans des sens opposés.

Il n'y a qu'un certain nombre de fréquences pour lesquelles des interférences constructives sont formées. Cela signifie qu'il faut être vigilant au choix du gaz à mettre dans la cavité. C'est-à-dire qu'il faut faire attention à ce que la fréquence des photons émis par les atomes du gaz permette l'apparition d'une onde stationnaire.

Calcul des fréquences admises par la cavité :

Les ondes stationnaires peuvent se caler dans la cavité de différentes manières. C'est-à-dire qu'elles peuvent inclure plusieurs demi-périodes.

On a donc $L = n \frac{\lambda}{2} \Leftrightarrow \lambda = \frac{2L}{n}$
 $\Leftrightarrow f = n \frac{c}{2L}$ avec n un entier naturel non nul

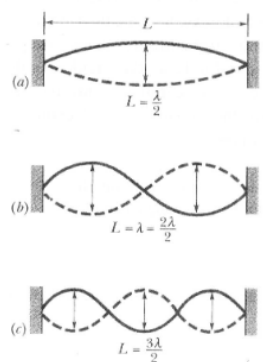


Figure 43. Schéma des ondes stationnaires présentes dans la cavité

n est plus concrètement le nombre de modes, c'est à dire le nombre de fréquences admises dans la cavité. n=1 est un mode, n=2 aussi.

8.4 Types de lasers et applications

8.4.1 Lasers cristallins

Ces lasers utilisent comme milieu d'émission des photons un solide (cristal ou verre) dopé par un ion. Comme dit précédemment, le plus ancien est le laser à rubis inventé en 1960 par Théodore Maiman, dont l'émission provient de l'ion Cr^{3+} . Ils émettent dans le visible, le proche infrarouge, ou l'ultraviolet.

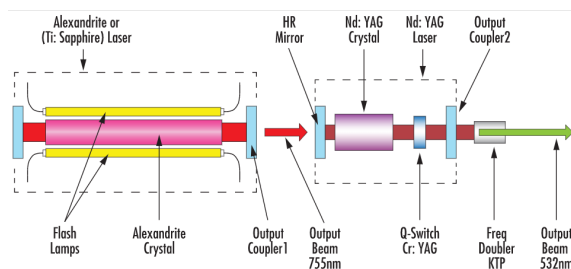


Figure 44. Fonctionnement d'un laser cristallin

Ces lasers permettent d'obtenir des puissances de l'ordre du kW en continu et du GW en pulsé.

Ils sont utilisés pour des applications tant scientifiques qu'industrielles, en particulier pour la soudure, le marquage et la découpe de matériaux.

8.4.2 Lasers à fibre

Ici le milieu amplificateur est une fibre optique dopée avec des ions de terres rares. Les lasers à fibre apparaissent à partir de 1964.

Il existe aujourd'hui des lasers à fibre dont la puissance est de l'ordre de la dizaine de kW. Ces lasers ont l'avantage de coûter moins cher, de posséder un encombrement réduit et d'être résistants aux vibrations. Par ailleurs il n'est pas nécessaire de les refroidir en dessous de 10 kW.

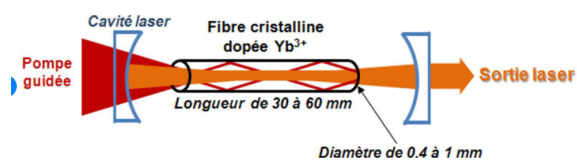
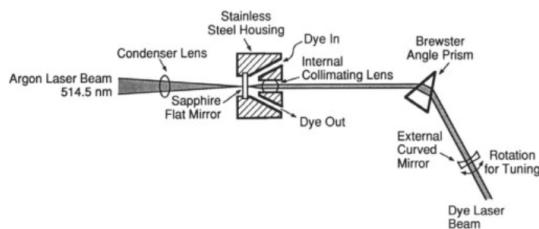


Schéma de principe des lasers à fibre cristalline

Figure 45. Fonctionnement d'un laser à fibre

8.4.3 Lasers à colorant

Les lasers à colorant ont pour milieu d'émission des photons des liquides : des colorants organiques. On peut régler les fréquences émises via un prisme régulateur, ce qui rend ces appareils très précis. Le choix du colorant détermine la couleur du laser obtenu.

**Figure 46.** Fonctionnement d'un laser à colorant

8.4.4 Lasers à gaz

Le milieu générateur de photons est un gaz contenu dans un tube en verre ou en quartz. Le faisceau émis est particulièrement étroit et la fréquence d'émission est très peu étendue. Les exemples les plus connus sont les lasers à hélium-néon (rouge à 632,8 nm), utilisés dans les systèmes d'alignement (travaux publics, laboratoires), et les lasers pour spectacles.

Les lasers à dioxyde de carbone sont capables de produire de très fortes puissances (fonctionnement en impulsion) de l'ordre de 106 W. C'est le marquage laser le plus utilisé dans le monde. Le laser CO₂ (infrarouge à 10,6 μm) peut être, par exemple, utilisé pour la gravure ou la découpe de matériaux.

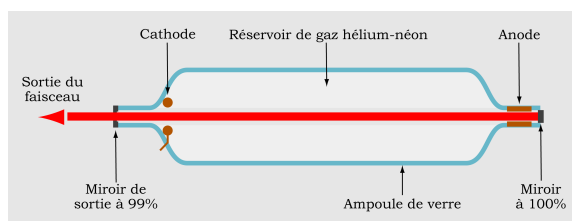


Figure 47. Fonctionnement d'un laser à gaz

8.4.5 Diode laser

Dans une diode laser (ou laser à semi-conducteur), le pompage se fait à l'aide d'un courant électrique qui enrichit le milieu générateur en trous (un trou est une zone du cristal avec une charge positive car il manque un électron) d'un côté et en électrons supplémentaires de l'autre. Souvent, ce type de laser ne présente pas de miroirs dans la cavité : le simple fait de cliver le semi-conducteur, de fort indice optique, permet d'obtenir un coefficient de réflexion suffisant pour déclencher l'effet laser.

C'est ce type de laser qui représente l'immense majorité des lasers utilisés dans l'industrie. Ils permettent un couplage direct entre l'énergie électrique et la lumière, d'où les applications en télécommunication (à l'entrée des réseaux de fibres optiques). De plus, cette conversion d'énergie se fait avec un bon rendement (de l'ordre de 30 à 40 %). Ces lasers sont peu coûteux, très compacts (la zone active est micrométrique, voire moins, et l'ensemble du dispositif a une taille de l'ordre du millimètre). On sait maintenant fabriquer de tels lasers pour obtenir de la lumière sur quasiment tout le domaine visible, mais les lasers délivrant du rouge ou du proche infrarouge restent les plus utilisés et les moins coûteux. Leurs domaines d'applications sont innombrables : lecteurs optiques (CD), télécommunications, imprimantes, dispositifs de « pompage » pour de plus gros lasers (de type lasers à solide), pointeurs, etc.

La réglementation française interdit de fabriquer des diodes lasers éclairant au-delà de 1 000 mètres.

L'inconvénient principal est que la lumière est généralement moins directionnelle et moins pure spectralement que celle d'autres types de lasers (à gaz en particulier).

Les DEL fonctionnent grâce au même type de pompage.

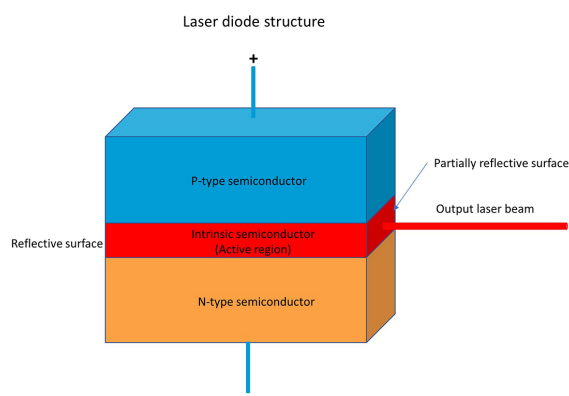


Figure 48. Fonctionnement d'une diode laser

8.4.6 Lasers à électrons libres

Ce type de laser est très particulier car son principe est totalement différent de celui exposé plus haut. La lumière n'y est pas produite par des atomes préalablement excités, mais par un rayonnement de courbure dû à l'accélération des électrons dans le champ électro-magnétique. Un faisceau d'électrons, provenant d'un accélérateur, est envoyé dans un onduleur créant un champ magnétique périodique. Cet onduleur est placé entre deux miroirs, comme dans pour un laser conventionnel : le rayonnement de courbure est amplifié et devient cohérent, c'est-à-dire qu'il acquiert les caractéristiques de la lumière produite dans les lasers.

La vitesse des électrons conditionne la fréquence de la lumière, qui peut être ajustée très finement sur une très large gamme, allant de l'infrarouge lointain (térahertz) aux rayons X. La puissance du laser peut être également ajustée par le débit d'électrons. Il est possible de disposer d'impulsions laser d'intervalles courts et précis.

Tout cela rend ce type de laser très polyvalent et utile dans les applications de recherche.

Il nécessite cependant un accélérateur de particules.

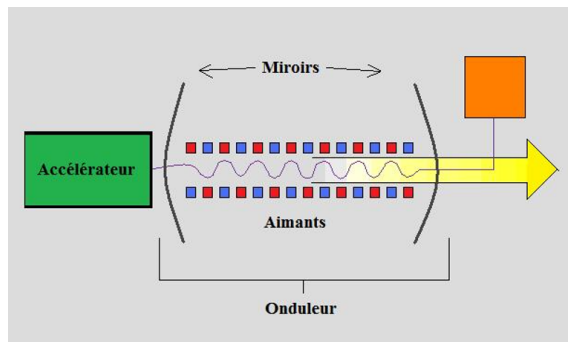


Figure 49. Fonctionnement du laser à électrons libres

8.4.7 Lasers téramobiles

Ce dispositif mobile délivrant des impulsions lasers très puissantes et extrêmement brèves peut servir à détecter et mesurer des polluants atmosphériques ou à frayer un chemin rectiligne à la foudre.



Figure 50. Photo d'un laser téramobile

9 Conclusion

La physique quantique est pendant longtemps restée un domaine des sciences non étudié et dont on ne connaissait rien du tout. Il n'existait que quelques théories métaphysiques datant de l'Antiquité ne reposant sur aucunes preuves. Mais au XIX^{ème} les premières expériences et hypothèses scientifiques virent le jour. Pour la première fois on a commencé a comprendre comment se constituait non seulement la matière mais aussi la lumière à une échelle jamais étudiée auparavant.

Thomson commence par introduire la notion d'électrons, petites particules de charge négative qui composent les atomes. Rutherford démontre l'existence d'un noyau chargé positivement autour duquel ils se déplacent. Bohr apporte des précisions sur l'organisation des électrons dans l'atome. Les découvertes s'enchaînent rapidement et se complètent entre elles. Au même moment les découvertes sur la radioactivité se succèdent et on découvre la notion de dualité onde-corpuscule pour lumière et la matière.

Toutes ces découvertes ont permis de comprendre de nombreux phénomènes et d'y trouver d'innombrables applications : l'imagerie médicale, la datation radiométrique, les lasers ou encore les centrales nucléaires. L'étude de la physique quantique est assez récente et pourtant nous sommes entourés de ses applications au quotidien.

Malgré tout, dans la mécanique quantique, il demeure une part de mystère importante et un grand nombre de découvertes est encore à venir.

BIBLIOGRAPHIE :

L'électron de Thomson:

- <https://www.youtube.com/watch?v=GR9A7Hd4mxQ>
- <https://www.cea.fr/multimedia/Pages/videos/culture-scientifique/physique-chimie/decouverte-electron.aspx>

La radioactivité :

- <https://www.cea.fr/comprendre/Pages/radioactivite/radioactivite.aspx?Type=Chapitre&numero=3> (valide à la date du 10/03/2022)
- <https://musee.curie.fr/decouvrir/documentation/histoire-de-la-radioactivite> (valide à la date du 10/03/2022)
- <https://www.youtube.com/watch?v=kKopOzIjQXI> (valide à la date du 10/03/2022)
- <https://www.youtube.com/watch?v=hoa2jdUJ1Bg> (valide à la date du 11/03/2022)
- http://www.ac-grenoble.fr/loubet.valence/userfiles/file/Disciplines/Sciences/SPC/1S/Cours/radioactivite/co/type_emetteur.html (valide à la date du 11/03/2022)
- <https://www.laradioactivite.com/site/pages/laradioactivitealpha.htm> (valide à la date du 12/03/2022)
- Claude ASLANGUL, « Mécanique quantique » - Tome 1, De Boek Supérieur, 2015

Rutherford et l'expérience de la feuille d'or :

- <https://www.chemphys.fr/mpb/teach/giovanni/feuilleorp7.htm> (valide à la date du 23/03/2022)
- <https://fr.sawakinome.com/articles/science/what-is-rutherfords-gold-foil-experiment.html> (valide à la date du 23/03/2022)
- <https://culturesciences.chimie.ens.fr/thematiques/chimie-physique/chimie-quantique-modelisation/l-experience-de-rutherford> (valide à la date du 23/03/2022)
- https://fr.wikipedia.org/wiki/Ernest_Rutherford (valide à la date du 23/03/2022)
- https://www.youtube.com/watch?v=IVngNa_mAaw (valide à la date du 23/03/2022)

Modèle de Bohr:

- <https://www.youtube.com/watch?v=CETQZPbb550>
- https://www.youtube.com/watch?v=e_WABkM-Kxo
- http://www.promenades-quantiques.com/journal/lettres_2015/lettre_15_03/15-03-Franck-Hertz.html
- <http://ressources.univ-lemans.fr/AccesLibre/UM/Pedago/physique/02/divers/franck.html>

L'effet photoélectrique :

- <https://www.techno-science.net/definition/5118.html>
(valide le 03/04/2022)
- https://uel.unisciel.fr/chimie/strucmic/strucmic_ch01/co/apprendre_ch1_22.html
(valide le 03/04/2022)
- https://isepalumni.fr/wp-content/uploads/2007/06/100_effet-photo.pdf (valide le 04/03/2022)
- <https://www.youtube.com/watch?v=NiQ6jupYWuU&t=214s>
(valide le 04/03/2022)
- <https://cosmologie.wordpress.com/subatomique/photon/photoelectrique/#photo> (valide le 05/03/2022)
- <https://cahier-de-prepa.fr/CoeffinPTSI/download?id=744> (valide le 05/03/2022)
- <https://fr.wordssidekick.com/22329-photoelectric-effect-explanation-applications#Applications> (valide le 06/03/2022)
- <https://spiegato.com/fr/quest-ce-quun-phototube> (valide le 06/03/2022)

Dualité onde-corpuscule :

- <https://www.youtube.com/watch?v=iRIJLMstfx4> (valide le 17/05/2022)

- https://www.youtube.com/watch?v=JlsPC2BW_UI
(valide le 17/05/2022)
- <https://www.youtube.com/watch?v=zPolTp0ddRg>
(valide le 17/05/2022)
- <https://toutestquantique.fr/dualite/> (valide le 17/05/2022)
- Cours d'optique dispensé à l'INSA de Rouen par Mr Honoré
- https://fr.wikipedia.org/wiki/Fentes_de_Young (valide le 17/05/2022)
- <https://www.youtube.com/watch?v=yd8Wh2705-4>
(valide le 17/05/2022)

Le L.A.S.E.R:

- <https://silo.tips/download/resonant-optical-cavities-laser-cavity-gain-gain-coefficient-optical-feedback-co>
- https://www.youtube.com/watch?v=_JOchLyNO_w
- <https://www.laserfocusworld.com/optics/article/16547162/light-scattering-maps-surface-imperfections>
- http://www.optique-ingenieur.org/fr/cours/OPI_fr_M01_C01/co/Grain_OPI_fr_M01_C01_2.html
- <https://science.howstuffworks.com/laser.htm>