

Cours élémentaire d'astronomie et d'astrophysique : VII- Les spectres enfin compris

Georges Paturel, Observatoire de Lyon

Résumé: *Comment décrypter les spectres et leurs innombrables raies, véritables "Pierre de Rosette" de la physique ? Analysées de manière empirique, les raies spectrales étaient connues, mais pas comprises. L'étude du corps noir par Planck a montré que les échanges énergétiques ne se faisaient que par quantités finies, les "quanta". L'application par Bohr de ce concept a donné naissance à la mécanique quantique. Il a été possible ainsi de comprendre l'origine des raies spectrales. Les applications astrophysiques qui en découlèrent furent d'une portée inimaginable. C'est ce que nous allons découvrir dans les cours à venir.*

Les excuses de l'auteur

Je reprendrai les termes même de Daniel Barbier dans son ouvrage fameux sur les atmosphères stellaires (Flammarion) : "Un éloge, parfois mérité, qui est souvent fait aux ouvrages de vulgarisation scientifique est qu'ils se lisent comme un roman d'aventures. Bien certainement cet aperçu sur les ... [spectres] stellaires en est tout à fait indigne. L'auteur s'en excuse et il espère que l'aveu qu'il en fait lui vaudra quelque indulgence".

Cette mise en garde me convient bien car je dois avouer que le cours présent est assez difficile pour un cours élémentaire. J'espère qu'il aura au moins le mérite de vous faire découvrir le bonheur de comprendre la nature, quantitativement.

Introduction

Les physiciens et les astronomes avaient noté que le spectre solaire, obtenu en décomposant la lumière du Soleil avec un prisme, était barré d'une multitude de raies sombres, les raies spectrales. Ils les avaient repérées soigneusement. Dans le Soleil, ces raies sont innombrables. Leurs positions ne dépendent nullement de la façon de réaliser le spectre : les spectres étant gradués en longueur d'onde, les raies spectrales se présentent toujours de la même façon. Dit autrement, on retrouve toujours les raies solaires aux mêmes longueurs d'ondes.

Quand on fait le spectre d'une étoile, on retrouve certaines raies observées dans le spectre solaire, mais on ne les retrouve pas forcément toutes. A l'inverse, il est possible de trouver des raies nouvelles. Les physiciens avaient compris que ces raies étaient caractéristiques des corps émetteurs. Il était ainsi possible de prédire quels corps étaient présents dans telle ou telle étoile. Mais nombre de raies spectrales étaient non identifiées, car elles ne correspondaient à aucun corps étudié en laboratoire. Ce fut le cas d'un corps étrange, observé par Jansen et Lockyer dans le Soleil, et qu'on appela Hélium. Ce corps ne fut découvert sur Terre que plus tard.

Parfois les raies spectrales ne pouvaient pas être reconnues, simplement parce que les conditions physiques qui régnaient dans l'étoile étaient très différentes des conditions réalisables en laboratoire. Ainsi, le spectre, de ce qu'on appela un temps le "protohydrogène", pour les similitudes qu'il présentait avec le spectre de l'hydrogène, ne fut-il pas reconnu comme provenant de l'Hélium.

Enfin, il fallait comprendre pourquoi certaines raies spectrales apparaissaient sombres sur le fond lumineux et pourquoi, exceptionnellement, certaines raies spectrales apparaissaient en surbrillance sur le fond peu lumineux. Ultime complication, les raies pouvaient ne pas être exactement là où on les attendait, à cause de l'effet Doppler-Fizeau, phénomène déjà évoqué, et qui déplace les raies

spectrales du fait de la vitesse relative de l'observateur et de l'étoile.

Bref, la compréhension des raies spectrales apparaissait comme un véritable casse-tête, une "Pierre de Rosette" pour les "Champollion" de la physique.



Allez voir le Remue-Méninges pour en savoir plus sur les différents aspects des spectres.

S'attaquer à ce problème devait être totalement décourageant. Pourtant, il devait bien y avoir une logique sous cette complexité. La force de Niels Bohr fut de s'attaquer au spectre du corps le plus simple : l'hydrogène. Il réussit à retrouver la relation empirique rencontrée lors du cours précédent :

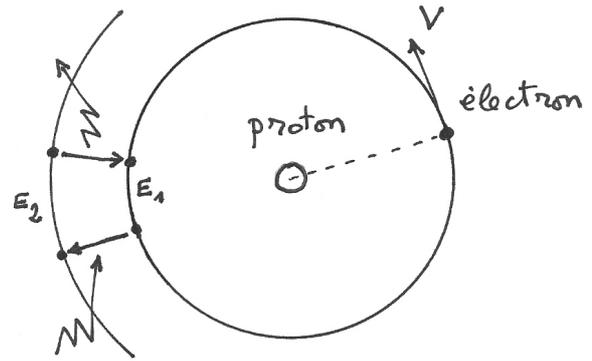
$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right)$$

Où n et p sont des nombres entiers (satisfaisants à la condition $n < p$) et λ la longueur d'onde de la raie (n,p) . Quant à R , c'est une constante empiriquement mesurée par Rydberg comme valant $R=0,0109678$ pour des longueurs d'onde mesurées en nanomètres (nm)¹.

Le décor est planté. Nous allons refaire le calcul de Bohr. Je vous rassure, il n'y a que de l'arithmétique élémentaire, même si c'est un peu long. C'est ce que nous allons voir tout d'abord.

Le rêve de Niels Bohr

Bohr raconta que la solution lui vint en rêvant. N'y voyons pas quelque révélation mystique. Quand un problème nous tarade, il nous hante toujours, même la nuit, jusqu'à ce que la solution nous apparaisse, presque miraculeusement. Bohr adopta, pour l'hydrogène, le modèle "planétaire" de Rutherford : un proton autour duquel tourne un électron, comparativement très léger (voir Figure ci-contre).



Bohr admet que l'électron ne peut occuper que certaines orbites particulières sur lesquelles il ne rayonne pas d'énergie. L'énergie de l'électron sur une de ces orbites est donc constante. Quand l'électron passe sur une autre orbite, l'énergie n'étant plus la même, il y a émission (ou absorption) de la différence d'énergie. Autrement dit, si un atome d'hydrogène absorbe de l'énergie, l'électron passe sur une orbite permise de plus grande énergie. Si en revanche l'électron va sur une orbite de moindre énergie, l'atome rend la différence d'énergie sous forme d'un rayonnement. Comment calculer ces orbites particulières permises? Comment s'exprime alors la variation d'énergie par passage d'une orbite à l'autre ? C'est ce que nous allons voir. Que ceux que les calculs rebutent passent à la section expliquant les mécanismes de l'émission et de l'absorption. L'essentiel de ce qu'il faut connaître pour comprendre y est dit.

Les forces d'attraction gravitationnelle entre les deux particules sont négligeables (on le vérifierait aisément). Seule la force électrique a une intensité importante :

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2}$$

e est la charge élémentaire de l'électron et du proton (mais de signe opposé pour les deux particules). La constante diélectrique vaut $\epsilon_0 = 1/(36\pi) \cdot 10^{-9} \text{ C}^2\text{m}^{-2}\text{N}^{-1}$.

Comme pour le cas gravitationnel, cette force va produire une force d'inertie opposée, $m \cdot a$, où a est l'accélération. Si vous regardez le cours III de mécanique (CC107) vous verrez que nous avons établi l'expression de l'accélération que prend un corps sous l'effet d'une force transversale, quand ce corps est animé d'une vitesse V . Le corps décrira

¹ Un milliardième de mètre, soit 10^{-9} m.

une trajectoire circulaire de rayon r . L'expression de l'accélération est :

$$a = \frac{V^2}{r}$$

L'égalité de la force attractive et de la force d'inertie s'écrit :

$$\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{r^2} = m \frac{V^2}{r} \quad (1)$$

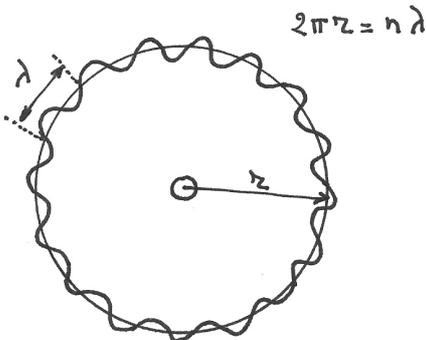
Jusqu'à présent il n'y a rien de nouveau. Mais Bohr va introduire maintenant l'hypothèse de Planck, du quantum d'action h . Il va écrire que le produit $m.V.r$ ne peut prendre qu'un nombre entier (n) de fois la valeur de $h/2\pi$. C'est-à-dire :

$$mVr = \frac{n.h}{2\pi} \quad (2)$$

Nous allons expliquer cette relation de manière plus concrète, en partant de la relation de Louis de Broglie, établie dans le Cahier précédent (CC110). La relation de Louis de Broglie donne la longueur d'onde associée à une masse m se déplaçant à la vitesse V . Rappelons cette relation :

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

La relation de quantification des orbites, signifie simplement que, dans une orbite de longueur $2\pi r$, il y a un nombre entier de longueur d'onde λ . L'onde associée apparaît alors comme une onde stationnaire le long de l'orbite de l'électron.



Cette condition s'écrit simplement (Figure ci-dessus) :

$$2\pi r = n\lambda = n \frac{h}{mV}$$

Ce qui donne bien la relation adoptée par Bohr.

Des relations (1) et (2) on tire très facilement le rayon des orbites permises :

$$r = \frac{\epsilon_0 n^2 h^2}{\pi m e^2} \quad (3)$$

Le premier rayon pour $n=1$ est ce qu'on appelle le "rayon de Bohr". Il vaut 0,0529 nm.

Reste à calculer l'énergie de l'électron sur ces orbites permises. L'énergie totale est la somme de l'énergie cinétique et de l'énergie potentielle (électrique). L'énergie cinétique se déduit de la relation (1) comme étant :

$$E_c = \frac{1}{2} mV^2 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

L'énergie potentielle est l'énergie qui lie l'électron au proton (on dit d'ailleurs qu'il est dans un état lié). Son énergie est comptée négativement car il faut fournir de l'énergie à l'électron pour l'emmener à l'infini, où nous supposons son énergie potentielle nulle. Nous ne démontrerons pas la relation, mais les lois de l'électrostatique nous donnent cette énergie potentielle :

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

D'où l'énergie totale :

$$E_T = E_c + E_p = -\frac{e^2}{8\pi\epsilon_0 r}$$

Si maintenant nous remplaçons r par une des valeurs permises (Relation 3), nous obtenons l'expression cherchée :

$$E(\text{niveau } n) = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \frac{1}{n^2}$$

Nous commençons de voir apparaître le carré d'un entier, semblable à celui de la formule empirique. Encore un petit effort et nous serons au bout du calcul...

Il nous suffit d'écrire que la différence d'énergie entre un niveau (n) et un niveau (p) est rayonnée (ou absorbée) par quanta : $\Delta E = h.\nu = hc/\lambda$, selon les préceptes de Planck. Il vient alors :

$$\Delta E = -\frac{me^4}{32\pi^2 \epsilon_0^2 \hbar^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{p^2} \right) = \frac{hc}{\lambda}$$

Expression de laquelle nous retrouvons la formule empirique de Balmer, vue en introduction. Après simplification, la constante de Rydberg R serait donc donnée par :

$$R = \frac{me^4}{8\epsilon_0^2 \hbar^3 c}$$

Imaginez la fébrilité de Bohr quand il a dû faire le calcul numérique pour voir si R avait bien la valeur trouvée expérimentalement. Nous allons faire le calcul à notre tour avec un peu la même fébrilité (je crains d'avoir fait une erreur de calcul).

En prenant les valeurs dans le système international d'unités nous avons :

$$m = 9,10956 \cdot 10^{-31} \text{ kg}$$

$$e = 1,6022 \cdot 10^{-19} \text{ C}$$

$$\epsilon_0 = 1/36\pi \cdot 10^{-9} = 8,84194 \cdot 10^{-12} \text{ C}^2 \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{N}^{-1}$$

$$h = 6,62620 \cdot 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}^{-1}$$

$$c = 2,99792458 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

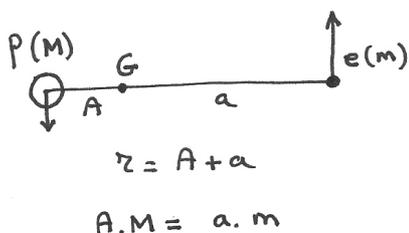
Le calcul n'est pas aussi simple qu'on pourrait le penser. En effet, si on entre dans sa calculette les valeurs et qu'on exécute le calcul comme il vient, on dépasse la capacité d'une machine ordinaire avec des puissances supérieures à 100. Il faut donc faire le calcul des chiffres significatifs seulement, puis calculer les puissances entières. Le résultat est alors : $R = 11004362 \text{ m}^{-1}$, les longueurs d'onde étant exprimées en mètre. Si nous les exprimons en nm, nous obtenons $R = 0,0110043 \text{ nm}^{-1}$, ce qui est, à peu de chose près, la valeur expérimentale.

On imagine sans peine la satisfaction énorme que Bohr a dû ressentir en trouvant cet accord numérique. Un coin du voile venait de se soulever.

Les améliorations du modèle

Un premier raffinement consiste à considérer des trajectoires elliptiques plutôt que circulaires. Mais cela ne change pas les niveaux d'énergie.

Il est possible de raffiner le modèle de manière plus sensible. En effet, exactement comme pour les planètes, ce n'est pas réellement l'électron qui tourne autour du proton central, mais ce sont les deux particules qui tournent autour du centre de gravité commun (voir Figure ci-dessous).



La position de G est définie par $A \cdot M = a \cdot m$, où m et M sont les masses des deux particules. A et a sont leurs distances à G. On peut écrire la relation sous la forme :

$$\frac{A}{1/M} = \frac{a}{1/m} = \frac{A+a}{1/M + 1/m} = \frac{r}{1/\mu}$$

μ est ce qu'on appelle la masse réduite. On voit qu'en utilisant μ à la place de m , on est ramené exactement au cas précédent. Mais μ est un peu plus petit que m . puisqu'on a :

$$\mu = \frac{mM}{m+M}$$

Notre valeur de R sera réduite par cette correction.

Ce n'est pas tout. On peut faire une correction relativiste qui prendra en compte l'augmentation de la masse avec la vitesse. Ainsi, il sera possible de prévoir de nouvelles raies plus fines (c'est ce qu'on appelle précisément la structure fine). Pour aller encore au-delà, il faudra considérer le "spin". Qu'est-ce donc que ce spin ? L'image triviale que l'on en donne est celle de la rotation de la particule sur elle-même. Selon que le spin de l'électron est dans le même sens que celui du proton ou opposé, le niveau d'énergie est légèrement différent. Spontanément, le spin de l'électron peut basculer d'un état vers l'autre. Nous verrons que la petite émission qui en résulte produit le rayonnement de l'hydrogène neutre, rayonnement si important pour l'étude des galaxies lointaines. C'est une transition hyperfine.

Le cas des hydrogéoïdes

Il est possible de considérer des atomes un peu plus compliqués que l'hydrogène, mais néanmoins très proches. En effet, si le quantum d'énergie absorbé par un atome est très élevé (c'est ce qui se passe avec des rayonnements énergétiques de courte longueur d'onde), l'électron sera purement et simplement arraché à l'atome. L'atome sera *ionisé*. L'électron sera libre. En perdant ainsi un ou plusieurs électrons, certains atomes peuvent devenir semblables à l'hydrogène. On appelle ces corps des hydrogéoïdes.

C'est le cas par exemple de l'Hélium une fois ionisé, He^+ , ou du Lithium deux fois ionisé, Li^{++} . La structure est identique à celle de l'hydrogène (un seul électron restant en orbite autour du noyau), mais le noyau est composé de plusieurs protons et neutrons. Les neutrons n'interviennent pas dans la force attractive. Seul le nombre de charge Z du noyau intervient. Aussi, dans les relations suffit-il de remplacer e^2 par Ze^2 pour pouvoir prédire les nouvelles raies. C'est ainsi que Bohr lui-même a pu identifier la série de raies de l'Hélium ionisé avec les raies du mystérieux protohydrogène détecté dans quelques étoiles, comme nous l'avons signalé en introduction.

Mécanismes d'émission et d'absorption

Nous avons donc compris que l'atome ne peut absorber ou émettre que des paquets d'énergie correspondant à la différence d'énergie de deux orbites. Si, initialement, l'électron est sur une orbite d'énergie E_1 , il peut absorber de l'énergie et passer sur une orbite d'énergie E_2 supérieure. L'absorption se fera exactement à la longueur d'onde $hc/(E_2-E_1)$.

En effet, la différence d'énergie ne peut correspondre qu'à un photon de fréquence $h\nu$ (c'est ce qu'a montré Planck). Or la fréquence est reliée à la longueur d'onde par la vitesse de la lumière $\nu=c/\lambda$. De même si un électron est sur un niveau d'énergie E_2 et retombe sur un niveau d'énergie E_1 , plus bas, il y a émission à la seule longueur d'onde $hc/(E_2-E_1)$.

Si maintenant nous considérons des échanges plus énergétiques, au-delà de l'énergie d'ionisation, tous les niveaux d'énergie sont permis entre l'atome ionisé et l'électron libre. Le rayonnement émis ou absorbé est alors un rayonnement continu.

Signalons que, entre atomes ionisés et électrons libres, il peut y avoir également une interaction simple, d'échange d'énergie cinétique, un peu comme quand deux corps célestes passent l'un près de l'autre. Le rayonnement qui en résulte se fait également à toutes les longueurs d'onde. On appelle ce rayonnement le " Bremsstrahlung".

Bref, un atome peut absorber ou émettre à des longueurs d'onde bien précises :

$$\lambda = \frac{hc}{\Delta E},$$

(ΔE est la différence d'énergie des deux orbites impliquées). Au-delà d'une certaine énergie, l'émission et l'absorption de rayonnement peut se faire à toutes les longueurs d'onde.

Spectres des objets astronomiques

Mais pourquoi les étoiles montrent-elles souvent des raies d'absorption et rarement des raies d'émission? Pourquoi les nuages gazeux

interstellaires (on les appelle les nébuleuses gazeuses) ne montrent-ils que des raies d'émission? C'est ce que nous allons essayer de comprendre.

Regardez d'abord le schéma ci-dessous qui résume les différentes situations possibles. La source principale donne un spectre continu de corps noir, à une certaine température. Le spectre de la source vue à travers le nuage (par exemple de Sodium) est le même, mais il est privé des longueurs d'onde propres au corps composant le nuage (par exemple le doublet du Sodium apparaît comme deux raies d'absorption).

Le nuage de gaz a absorbé ces radiations. Il va les réémettre (sinon sa température augmenterait à l'infini), mais dans toutes les directions. Le spectre du nuage seul montrera seulement la réémission de ces raies (par exemple du doublet du Sodium). Remarquons que le spectre de droite reçoit une partie de cette réémission. Les raies d'absorption ne tombent pas à une émissivité nulle. Quant au nuage de gaz, il émet principalement sur les longueurs d'onde qu'il a absorbées, mais il présente aussi un faible rayonnement continu correspondant à sa température propre, très faible.

Le cœur chaud des étoiles émet un rayonnement continu et les raies spectrales d'absorption proviennent de l'atmosphère plus froide, entourant l'étoile. Quelques rares étoiles ont une enveloppe gazeuse étendue qui produit des raies d'émission. Enfin, les nuages de gaz, excités par les étoiles voisines, émettent des raies d'émission. On a tout compris !

