

MP 12 : Emission et absorption dans le domaine optique

Paul de Fromont, Jean-Baptiste Flament

Rapport de Jury

- [2011] Si ce montage se distingue plus du montage n°9 cette année, les deux aspects de l'intitulé doivent être abordés. Rappelons que la qualité des mesures dans ce montage est souvent liée à une bonne connaissance des spectromètres utilisés
- [2010] Ce montage est à différencier du montage n°9. Cela ne dispense pas de l'étalonnage des spectromètres, dont on doit connaître en particulier la résolution.
- [2009] L'émission du corps noir n'est pas stricto sensu une émission spontanée; les ODG des largeurs de raies et leur origine devraient être connus des candidats.
- [2008] L'utilisation des récents spectromètres à fibre optique interfacés USB nécessite la connaissance de son mode de fonctionnement et doit s'accompagner d'une analyse critique des résultats, notamment en termes de résolution et de justesse.

Bibliographie

- SEXTANT optique expérimentale
- QURANTA II. thermo et applications
- CAGNAC

Table des matières

1	Émission spontanée	1
1.1	Constante de Rydberg : spectre de raie de l'Hydrogène	1
1.1.1	But : mesure de R_H	1
1.1.2	Montage	2
1.2	Largeur de la raie du mercure	3
2	Émission stimulée	4
2.1	Spectre le long du faisceau	4
2.2	spectre à l'intérieur de la cavité	4
3	Absorption	4
3.1	Loi de Beer-Lambert	5
3.1.1	But : illustrer la loi de Beer-Lambert	5
3.1.2	Manip	5
3.2	Fluorescence : fluoresceïne	6
4	Corps noir - Loi de Stefan	6
4.1	But : illustrer la loi de Stefan	6
4.2	Manip	6

Introduction

Le monde est coloré, et les fleurs et l’arc en ciel n’aurait pas cette multitude de teintes merveilleuses sans les phénomènes d’émission et d’absorption. En allant plus loin, on peut se rendre compte que la répartition de l’énergie lumineuse émise ou transmise en fonction de la longueur d’onde est caractéristique du matériau observé, mais également du type d’émission. Ceci est donc potentiellement utile dans l’observation de matériau dont on ne peut étudier la composition directement. Nous allons nous intéresser dans ce montage à trois types d’émissions, et à deux aspects de l’absorption.

1 Émission spontanée

1.1 Constante de Rydberg : spectre de raie de l’Hydrogène

1.1.1 But : mesure de R_H

On va d’abord essayer de caractériser une source lumineuse bien connue : la lampe à hydrogène. On s’y intéresse pour la raison simple qu’on connaît théoriquement (et simplement) son spectre qui se décompose en une série discrète de longueurs d’ondes λ_{nm} liées à la transition atomique de l’état m vers l’état n (où $n < m$). Les raies visibles de l’hydrogène sont celles de la *série de Balmer* qui correspondent à $n = 2$.

$$\frac{1}{\lambda_{nm}} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (1)$$

Le but est ici de vérifier qu’on a bien un spectre qui prend cette forme et de d’en déduire une valeur de la constante de Rydberg pour l’hydrogène : R_H donnée théoriquement par :

$$R_H = \frac{R_\infty}{1 + \frac{m_e}{m_p}} \quad (2)$$

Où on a :

$$R_\infty = \frac{e^4 m_e}{64 \pi^3 \hbar^3 \epsilon_0^2 c} \quad (3)$$

Numériquement on a :

$$R_H = 1,096.775.8 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

1.1.2 Montage

On visualise le spectre de l’hydrogène à partir d’une lampe à hydrogène (dite de Balmer) que l’on fait focaliser sur le capteur du spectromètre *SPID – HR Ulice*¹. On acquiert le spectre et on relève les valeurs des longueurs d’ondes correspondant aux maxima locaux du spectre. En faisant ainsi, on visualise les longueurs d’onde de la série de Balmer, c’est à dire les λ de la transition d’un niveau $n = 3, 4, \dots$ vers le niveau $n = 2$. Ainsi on va avoir :

1. on fait un petit paragraphe sur ce spectromètre à la fin du montage

$$\frac{1}{\lambda_n} = R_H \left(\frac{1}{4} - \frac{1}{n^2} \right) \quad (4)$$

Pour cela on va tracer sur Regressi $1/\lambda$ en fonction de $U_n = \frac{1}{4} - \frac{1}{n^2}$ pour n compris entre 3 et 6² On mesure :

$$\begin{array}{lll} \lambda_3 = & \pm & nm \\ \lambda_4 = & \pm & nm \\ \lambda_5 = & \pm & nm \\ \lambda_6 = & \pm & nm \end{array}$$

On en déduit alors une valeur de R_H par régression linéaire en mesurant la pente. On trouve :

$$R_H = \quad m^{-1}$$

Où on calcule : δR_H en faisant varier manuellement la pente dans Regressi de manière à toujours passer par les points, incertitudes comprises. On trouve alors :

$$\delta R_H = \quad m^{-1}$$

D'où enfin :

$$R_H = \quad \pm \quad m^{-1}$$

Remarque importante : en pratique, les lampes à hydrogène sont souvent des lampes à deutérium (hydrogène avec un neutron). En effet, le deutérium, plus lourd, diffuse moins vite à travers les parois de la lampe. Les niveaux d'énergie sont un peu déplacés mais ils le sont d'un rapport 1/4000 environ, ce qui est indétectable au spectromètre³ !

1.2 Largeur de la raie du mercure

But : évaluer la largeur de la raie du mercure

On vient de caractériser le spectre de l'hydrogène en relevant les différentes fréquences présentes. On veut maintenant caractériser la largeur de chacun de ces extremums et en obtenir un ordre de grandeur. Pour cela on va mesurer (estimer serait plus juste) la largeur spectrale de la raie du mercure à partir d'une lampe à vapeur de mercure haute pression⁴ qui possède un profil spectral gaussien (profil dominé par les chocs) et d'un interféromètre de Michelson.

rappel : On rappelle que le contraste des figures d'interférences est lié au profil spectral de la source par le théorème de Wiener-Kirtchine. Dans le cas de la lampe à mercure HP que nous utilisons, le profil spectral est gaussien et le contraste s'annulera donc de manière gaussienne aussi !

2. Les raies de Balmer vont jusqu'à $\lambda = 365$ nm mais on distingue mal les longueurs d'onde en dessous de 410 nm

3. il faudrait alors une précision plus grande que de $\lambda/4000 \sim 0.1nm$ or le spectromètre *Ulice* possède une résolution de 1.5nm

4. Si on avait utilisé une lampe basse pression, le profil spectral aurait été de type Lorentzien et la longueur de cohérence aurait été beaucoup plus grande, ce qui nous obligerait à charioter beaucoup plus loin, au risque de faire jouer les éventuels dérèglements du Michelson !

Manip

Le montage est le suivant. On règle le Michelson pour être en lames à faces parallèles. On observe alors des anneaux à l'infini que l'on projette sur l'écran grâce à une lentille de focale 1 mètre, placée à 1 m de l'écran ...

On se place au contact optique et on relève la position du vernier. On chariote alors des deux cotés de cette position. On voit alors le contraste diminuer progressivement. On estime les positions symétriques δ autour du contact où le contraste est diminué de moitié (c'est là l'imprécision de la mesure qui ne donne qu'un **ordre de grandeur** et non une valeur précise). On repère alors ces positions, la longueur de cohérence L_c de la raie est alors donnée par $L_c = 2\delta$ et on peut alors estimer $\Delta\lambda$ par :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{L_c} \quad (5)$$

On relève alors :

$$L_c = 2\delta = \quad \pm \quad mm$$

d'où :

$$\Delta\lambda = \quad \pm \quad nm$$

avec l'estimation sur $\Delta(\Delta\lambda) = (\Delta\lambda)(\Delta L_c)/L_c$.

2 Émission stimulée

Une caractéristique des sources étudiées précédemment est que nous sommes en présence d'émission spontanée, c'est à dire que le système va puiser dans l'énergie thermique de son environnement l'énergie nécessaire à son excitation dans un état supérieur en énergie avant de se désexciter spontanément.

On va maintenant s'intéresser à l'émission stimulée, essentiellement à travers l'étude de lasers. Dans ce type d'émission, un photon incident stimule l'émission d'un autre photon de même énergie, polarisation et phase.

2.1 Spectre le long du faisceau

But : caractériser le laser $He - Ne$

Manip : visualiser le spectre d'émission du laser dans la direction du faisceau avec le spectro Ulice

A noter qu'il peut être nécessaire d'introduire un duo polariseur/analyseur (ou juste analyseur si le laser est déjà polarisé⁵, ce qui n'est pas toujours le cas) pour réduire l'intensité du faisceau.

On observe alors un spectre de raie présentant une seule raie vers $\lambda = 632$ nm. On peut essayer de mesurer sur Ulice son étalement spectral mais on est ici limité par la résolution du spectromètre qui est de 1.5 nm tandis que la largeur spectrale d'un tel laser doit être de l'ordre de 0.001 nm! C'est d'ailleurs là tout l'intérêt d'un laser, c'est qu'il possède une très forte monochromaticité.

5. Le laser transparent de la collection ne l'est pas.

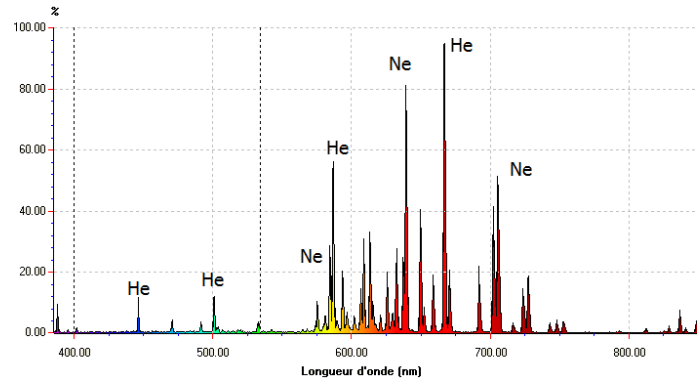


FIGURE 1 – Spectre d’émission du laser $He - Ne$ à l’intérieur de la cavité (vu à travers le laser transparent)

On aurait pu essayer d’utiliser la même méthode que pour la détermination de la largeur de raie du mercure mais la longueur de cohérence étant de quelques dizaines de centimètres, l’estimation devient très contestable !

2.2 spectre à l’intérieur de la cavité

Manip : étude de l’intérieur de la cavité

On observe le spectre d’émission du laser à l’intérieur même de la cavité laser ! Alors sans essayer d’ouvrir le laser mais simplement en utilisant le laser transparent de la collection.

On obtient alors un spectre du type de celui de la figure 2.

On observe différentes raies correspondant à l’ 4_2He et au Ne .

3 Absorption

On a donc étudié différentes sources de lumière en s’intéressant à leurs propriétés spectrales. On va maintenant se pencher sur le complémentaire de l’émission : l’absorption.

3.1 Loi de Beer-Lambert

3.1.1 But : illustrer la loi de Beer-Lambert

Quand un faisceau lumineux traverse un milieu, une partie de son énergie va être transférée au milieu, on parle alors d’absorbance. On peut intuitivement le fait que le pouvoir absorbant d’un milieu va être proportionnel à sa concentration en espèces absorbantes et aussi à la longueur que parcourt la lumière dans ce milieu.

Ceci est illustré par la loi de Beer-Lambert qui exprime, pour λ , T , P etc donné, la variation de l’absorbance A en fonction de la concentration c et de la longueur de la cuve l :

$$A_{\lambda} = \epsilon_{\lambda,T,P}.l.c \quad (6)$$

3.1.2 Manip

A l'aide du spectroscope Ulice, on réalise le spectre de transmission de la lumière d'une lampe QI à travers une cuve d'eau distillée. Puis on acquiert un premier spectre d'absorption du permanganate de potassium sur lequel on cherche un maximum d'absorption, qui sera la longueur d'onde à laquelle on mesurera l'absorbance, ce pour diminuer les variations de l'absorbance en fonction de l'incertitude sur la longueur d'onde à laquelle on travaille.

On prépare alors plusieurs solutions à concentrations différentes de $KMnO_4$, variant de $C_0 = 2,5 \cdot 10^{-4} mol.L^{-1}$ à $C_5 = 2,5 \cdot 10^{-5} mol.L^{-1}$ par dilutions successives à partir d'une solution de concentration $C = 2 \cdot 10^{-2} mol.L^{-1}$ (méthode imprécise, à l'éprouvette graduée, mais rapide). Les incertitudes sur chaque volume mesuré étant d'environ 0,5 mL, et les dilutions étant faites dans un volume de 100mL dont on prélève chaque fois au minimum 20 mL, ce qui fait une erreur sur la concentration entre 1 et 3% se cumulant, soit environ 10% pour la concentration la plus faible (4 dilutions).

Après régression linéaire, on trouve une absorbance bien proportionnelle à la concentration, et en mesurant une dimension de cuve $l =$ cm, on en déduit un coefficient d'absorption molaire de :

$$\epsilon_{525nm, 25,1bar} = L.cm^{-1}.mol^{-1} \quad (7)$$

Où l'incertitude est là aussi estimée en variant "à la main" la pente de la régression en conservant une droite passant par les incertitudes. On trouve alors $\Delta\epsilon = L.cm^{-1}.mol^{-1}$

Tout ce ceci étant à comparer à la valeur tabulée de $\epsilon = 2250 L.cm^{-1}.mol^{-1}$

3.2 Fluorescence : fluoresceïne

Dans la plupart des cas, un photon excitant un atome le fait monter à un niveau d'énergie dont il se désexcite rapidement avec la même longueur d'onde. Cependant, il est possible que le rayonnement réémis ne soit pas de la même longueur d'onde, si par exemple l'atome perd de l'énergie sous forme de chaleur ou de vibration (voir déplacement de Stokes).

Dans ce cas, la lumière réémise est différente de la lumière absorbée. Par exemple, en éclairant de la fluoresceïne avec une lumière rouge, on l'observe rouge, tandis qu'avec une lumière bleue, on l'observe verte. La phosphorescence est un autre exemple d'absorption dont l'énergie est réémise, mais cette fois avec un délai car l'atome passe par un niveau plus bas en énergie, donc plus long à se désintégrer.

4 Corps noir - Loi de Stefan

4.1 But : illustrer la loi de Stefan

On observe expérimentalement que l'évolution de la puissance surfacique rayonnée par un corps est une loi proche d'être proportionnelle à la puissance quatrième de sa température (en T^4 quoi...). Dans le cas du corps noir, il a été montré par le calcul que cette puissance suit bien une loi en T^4 , dont le coefficient de proportionnalité est une constante fondamentale, $\sigma = \frac{\pi^2 k^4}{60 h^3 c^5}$, et bien que le corps noir reste un cas théorique, on retrouve que la plupart des corps suivent une loi similaire, modulo un facteur multiplicatif correctif ou un comportement différent dans différentes gammes de température. De plus, les calculs du corps noir prédisent l'évolution du maximum d'intensité du spectre d'émission du corps noir de sorte que $\lambda_{max} T = cste = 2,898 \cdot 10^{-3} m.K$

On se propose donc d'illustrer très qualitativement la loi du déplacement de Wien, avant de regarder le comportement de la puissance dissipée dans une ampoule en fonction de sa température.

4.2 Manip

En branchant une ampoule sur un alternostat, on fait varier la tension à ses bornes, et on mesure cette tension ainsi que le courant la traversant. On voit dans un tout premier temps que lorsqu'on augmente la tension aux bornes de l'ampoule, le courant augmente également, augmentant les dissipations par effet Joule, donc la température, ce qui s'accompagne par une augmentation de la luminosité de l'ampoule.

On peut remarquer qu'au fur et à mesure que l'ampoule chauffe, la lumière émise, initialement rouge, tend à devenir blanche, enrichissant donc son spectre vers les courtes longueurs d'onde, laissant supposer un déplacement du maximum de son rayonnement vers cette région. Cependant, ce maximum étant dans des gammes où les dispositifs utilisés sont au moins partiellement absorbants, il nous est impossible d'étudier plus précisément la loi du déplacement de Wien. Cependant, en s'intéressant au produit $U.I$ et au rapport $R = \frac{U}{I}$, et en utilisant le modèle sorti du Quaranta (qui a dit du chapeau ?)

$$R(T) = R_0 (1 + \alpha(T - 273) + \beta(T - 273)^2) \quad (8)$$

où $R_0 = 37\Omega$ est la résistance de l'ampoule à une température proche de 0 degrés Celsius, mesurée au ohmmètre, et $\alpha = 4,8 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, $\beta = 6.8 \cdot 10^{-7} K^{-2}$ donnés dans le Quaranta, soit :

$$T = 273 + \frac{1}{2\beta} \left(\sqrt{\alpha^2 + 4\beta \left(\frac{U/I}{R_0} - 1 \right)} - \alpha \right) \quad (9)$$

on peut tracer $\log(P)$ en fonction de $\log(T)$. Évidemment, le modèle du corps noir n'est pas très pertinent dans la mesure où on a des phénomènes de convection, conduction etc. dans le gaz de l'ampoule, cependant, la valeur trouvée nous indique qu'on a un comportement très similaire dans les gammes de température que l'on considère. On trouve alors la pente a :

$$a = \pm \quad (10)$$

Incertitudes : On a d'après la notice du Fluke 187 (utilisé comme voltmètre et ampèremètre, en calibres 50V/500V et 5A à 50Hz) $\frac{\Delta U}{U} = 2\% \pm 40$ digits et $\frac{\Delta I}{I} = 1,5\% \pm 20$ digits. Ainsi, on a $\frac{\Delta P}{P} = \frac{\Delta U}{U} + \frac{\Delta I}{I} = \frac{\Delta R}{R} \approx 5\%$ L'influence de $\frac{\Delta R}{R}$ sur $\frac{\Delta T}{T}$ étant compliqué, on se restreindra à des erreurs liées aux incertitudes de pentes, assez forte due au comportement étrange à basse température et donc prépondérante.

5 ANNEXE : spectromètre SPID – HR ULICE

Le spectromètre *Ulice* est un spectromètre à réseau (on peut voir l'intérieur en soulevant le capot, c'est très visuel et très clair !). Il est connecté à un détecteur branché par fibre optique et

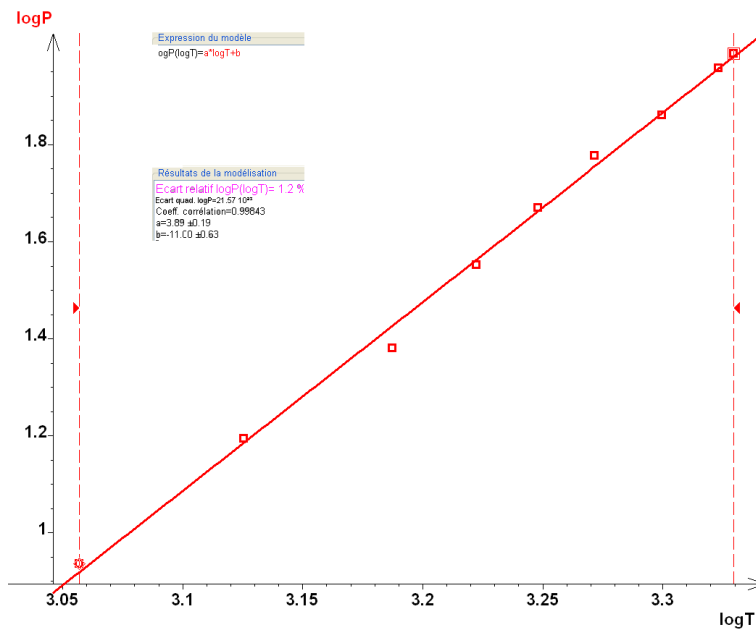


FIGURE 2 – Tracé de $\log(p)$ en fonction de $\log(T)$ ainsi que la modélisation $\log(P) = a \log(T) + b$. On voit clairement apparaître la pente $a = 3.89 \pm 0.2$

l'ensemble est lié au logiciel *Spid - Hr* qui permet le traitement quantitatif des données. Il est théoriquement nécessaire de calibrer le spectromètre à chaque utilisation mais il perd très peu en précision au cours du temps. Si on veut le calibrer, on peut le faire, entre autres, avec une lampe à hydrogène et les raies de Balmer.

La résolution du spectromètre est de 1.5 nm et sa précision donnée est 0.5 nm. Cela signifie qu'une tâche sera répartie sur environ 1.5 nm tandis que son maxima sera localisé à 0.5 nm près.

Conclusion

Dans ce montage on a pu caractériser plusieurs sources lumineuse qui émettent dans le domaine optique, soit de manière spontanée (lampe H ou Hg), soit de manière stimulée (cas des lasers). On a pu caractériser leur spectre et donner une estimation de la largeur d'une raie dans le domaine optique. On a vu à cette occasion que le laser possède une très forte monochromaticité (tellement forte qu'elle est difficile à mesurer!).

Enfin on a étudié le phénomène d'absorbance à travers la loi de Beer-lambert et l'étude rapide d'une lampe habituelle qui peut se comporter, dans une certaine gamme de température, comme un corps noir.