

Effet Zeeman

Pierrot Lamontagne

Résumé

Dans cette expérience, nous tentons de déterminer expérimentalement la valeur du magnéton de Bohr en analysant des patrons d'interférence de Fabry-Pérot pour une lampe de mercure sous un champ magnétique à travers un filtre vert et un filtre bleu. Afin d'analyser les images, nous utilisons deux méthodes numériques distinctes : la méthode 1D et la méthode par cercles concentriques. Avec la méthode 1D, nous obtenons une valeur expérimentale du magnéton de Bohr de $\mu_B = (1.5 \pm 0.8) \times 10^{-25}$ pour le filtre vert et de $\mu_B = (-1 \pm 1) \times 10^{-24}$ pour le filtre bleu. Nous déterminons aussi la finesse de l'interféromètre Fabry-Pérot et obtenons une valeur de $F = 1.8 \pm 0.1$.

1 Introduction

Depuis près de deux siècles, les physiciens s'intéressent à l'effet d'un champ magnétique sur une source lumineuse. Ce champ magnétique a pour effet de séparer les raies spectrales des éléments en plusieurs composantes polarisées. On nomme ce phénomène l'effet Zeeman. Dans ce laboratoire, notre objectif sera de caractériser cet effet en s'intéressant aux raies formées par une lampe de mercure à laquelle on applique un champ magnétique. Ces raies seront obtenues grâce à un interféromètre Fabry-Pérot qui permet de créer des franges constructives circulaires par réflexions multiples. En prenant des images de ces franges circulaires successives et en isolant ceux ayant des polarisations distinctes avec un polarisateur, on peut inférer certaines quantités quantiques comme le magnéton de Bohr μ_B . De plus, en appliquant un filtre vert et un filtre bleu, on peut visualiser différentes transitions électroniques du mercure et ainsi obtenir deux mesures indépendantes du magnéton. Afin d'étalonner notre instrument, nous allons aussi déterminer la finesse de l'interféromètre qui est relié à la largeur des franges.

2 Théorie

Dans notre expérience, nous utilisons une lampe de mercure qui produit sa lumière par des transitions électroniques dans l'atome de Mercure. Ces transitions peuvent être altérées par l'application d'un champ magnétique sur la lampe. L'effet de ce champ est de lever la dégénérescence sur certaines transitions de l'atome de mercure. Le champ magnétique affecte le moment cinétique de l'atome. Cet effet provient de l'hamiltonien additionnelle sur le système provenant du champ magnétique (1).

$$H_Z = -\frac{\mu_B}{\hbar}(L_z + 2S_z)B \quad (1)$$

Dans cette expérience, nous nous intéressons à 2 transitions particulières [1] :

$$7^3 S_1 \rightarrow 6^3 P_2 \quad (\lambda = 546.07 \text{ nm}) \quad (2)$$

$$7^3 S_1 \rightarrow 6^3 P_1 \quad (\lambda = 435.83 \text{ nm}) \quad (3)$$

Afin de détecter ces transitions, nous utilisons un interféromètre de Fabry-Pérot. Celui-ci est constitué principalement de deux miroirs semi-réfléchissants. La lumière entrant dans l'instrument fait de multiples réflexions entre les miroirs. À chaque réflexion, une partie de la lumière sort de l'interféromètre. Ainsi, les rayons sortant interfèrent entre eux pour produire une suite de cercles concentriques constructifs comme montrés à la figure 1.

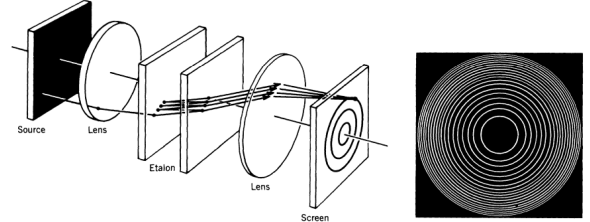


FIGURE 1 – Chemin de la lumière dans l'interféromètre Fabry-Pérot

Les cercles concentriques respectent la condition d'interférence constructive énoncé à l'équation (4) où m est un entier, n est l'indice de réfraction du milieu entre les deux miroirs, l est la distance entre les deux miroirs et θ est l'angle du rayon incident par rapport à la normale.

$$m = \frac{2nl \cos \theta}{\lambda} \quad (4)$$

La résolution de l'interféromètre est reliée à un paramètre appelé la finesse qui correspond au ratio de la distance entre deux franges consécutives et la largeur à mi-hauteur d'une des franges constructive. Plus la valeur de la finesse est élevée, plus l'interféromètre est précis et plus les franges sont résolubles les unes par rapport aux autres.

Le rayon de chaque cercle lumineux peut-être obtenu grâce à l'équation (5) où f est la focale de la lentille et p est le numéro de la frange en question. Ensuite, on peut déterminer l'énergie ϵ en s'intéressant aux distances entre les franges consécutives (6).

$$r_p = \sqrt{\frac{2f^2\lambda}{d}} \sqrt{(p-1) + \epsilon} \quad (5)$$

$$\epsilon = \frac{r_{p+1}^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2} - p \quad (6)$$

Finalement, la différence d'énergie entre les transitions électroniques est reliée proportionnellement au champ magnétique appliqué sur le système par l'équation (8). Cette constante de proportionnalité est le magnéton de Bohr dans le cas classique que nous adoptons dans ce laboratoire. [2] [3]

$$\Delta E = g_j M_j \mu_B B \quad (\text{Quantique}) \quad (7)$$

$$\Delta E = \mu_B B \quad (\text{Classique}) \quad (8)$$

3 Montage et mesures

Dans cette expérience, nous utilisons un interféromètre Fabry-Pérot afin d'observer la division des raies d'une lampe de mercure dans un champ magnétique. Le montage expérimental nécessaire pour y arriver est illustré à la figure 2. Une lampe de mercure (1) est

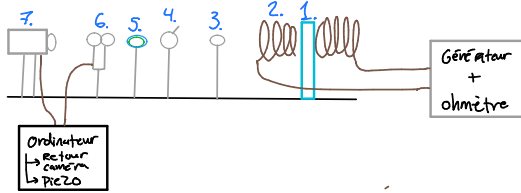


FIGURE 2 – Montage de l'expérience. 1. Lampe de mercure 2. Bobines générant un champ magnétique 3. Lentille avec focale 150 mm 4. Polariseur 5. Roue à filtre de couleur 6. Miroirs partiellement réfléchissants 7. Caméra

allumée afin d'émettre les raies d'émission d'intérêt. Cette lampe est entourée par des bobines servant à générer un champ magnétique. On peut modifier l'intensité de ce champ grâce à un générateur qui envoie un courant variable dans les fils des bobines. La lumière émise par la lampe passe ensuite par une lentille (3) permettant de focaliser les rayons lumineux vers un polariseur (4). Celui-ci nous sert à sélectionner les raies π ou σ qui ont une différence de polarisation de 90° . Le faisceau lumineux passe ensuite à travers un filtre de couleur que l'on peut inter-changer grâce à une roue à filtre (5). Ces filtres nous servent à isoler la longueur d'onde d'intérêt ($\lambda_{vert} = 546.07 \text{ nm}$ ou $\lambda_{bleu} = 435.83 \text{ nm}$). Ensuite, les rayons se font réfléchir successivement par deux miroirs semi-réfléchissants (6) qui ont pour effet d'organiser la lumière en cercles concentriques d'interférence constructive. Finalement,

ce patron d'interférence est visualisé grâce à une caméra reliée à un ordinateur.

Il arrive régulièrement que les cercles concentriques sont trop étalés sur le détecteur (faible finesse) ou que ceux-ci se fondent les uns dans les autres. Afin de régler ce problème et ainsi améliorer la qualité des données, nous pouvons régler la distance entre les deux miroirs semi-réfléchissants de manière très précise en utilisant un piezo relié à l'ordinateur. Celui-ci nous permet de faire des ajustements fins sur la position des miroirs pour ainsi d'obtenir une meilleure qualité d'image. Une fois satisfaits de l'allure des franges d'interférence. Nous enregistrons les images pour l'analyse. Nous répétons ce processus pour plusieurs valeurs de champ magnétique ainsi que pour le filtre vert et bleu.

4 Résultats

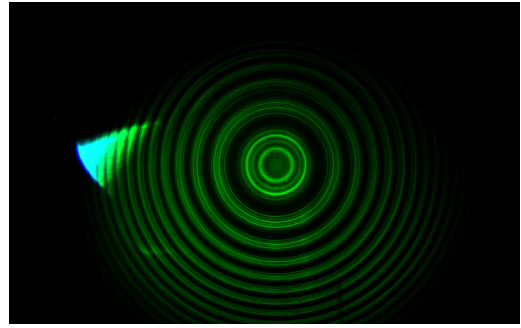


FIGURE 3 – Figure d'interférence produit par un champ de $B = 1.08 \text{ T}$ avec le filtre vert

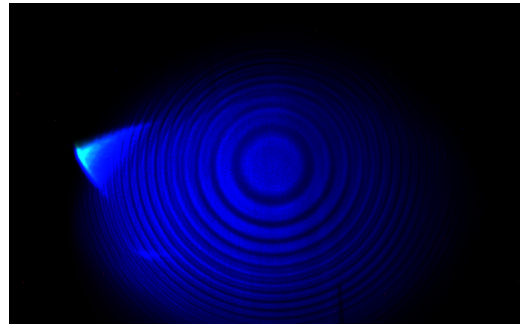


FIGURE 4 – Figure d'interférence produit par un champ de $B = 1.05 \text{ T}$ avec le filtre bleu

4.1 Technique d'analyse des images en 1D

Dans les figures 3 et 4, on peut voir des franges d'interférence obtenues en laboratoire. Les quantités d'intérêt sont exclusivement extraites de ces images. Rappelons-nous qu'afin de déterminer les énergies des transitions spectrales, nous avons besoin des rayons respectifs de toutes les franges pour pouvoir utiliser l'équation (6). Afin de les déterminer nous utilisons d'abord

une méthode 1D. Cette méthode consiste à extraire la valeur des pixels de l'axe y du centre de l'image jusqu'en bas. En traçant ces valeurs dans un graphique, nous obtenons une courbe montrant des pics principaux eux-mêmes constitués de sous-pics comme affiché à la figure 5. Les pics correspondent aux ordres d'interférence tandis que les sous-pics représentent les transitions π et σ du mercure. En effectuant une analyse détaillée des sous-pics dans chaque pic principal, nous sommes capable d'identifier la position de chacun des maximums comme montré à la figure 6. Nous pouvons ainsi extraire les r_p correspondant à chaque transition électronique.

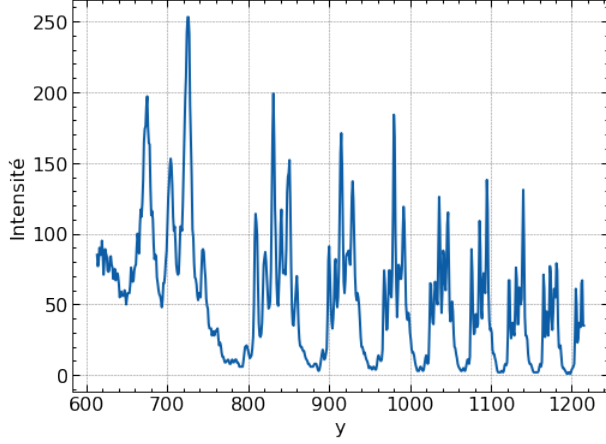


FIGURE 5 – Pics d'interférence produit par un champ de $B = 1.08 T$ avec le filtre vert

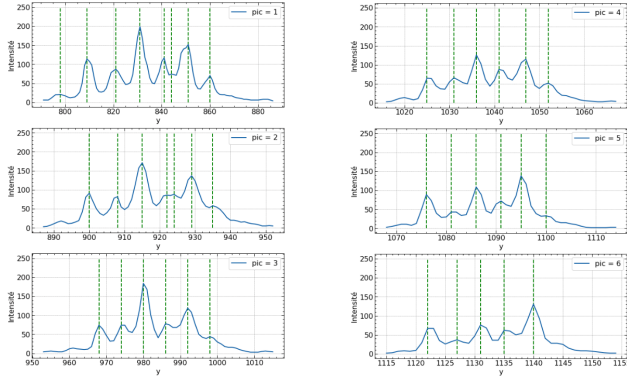


FIGURE 6 – Sous-pics d'interférence produit par un champ de $B = 1.08 T$ avec le filtre vert

4.2 Détermination du magnéton de Bohr

Une fois que nous avons obtenu les r_p pour tous les pics, nous pouvons obtenir l'énergie des transitions électroniques associés avec l'équation (6). La figure 7 nous informe sur l'évolution des rayons des cercles en fonction de l'ordre d'interférence. La pente de ces droites nous donne les ϵ pour chaque transition.

Une fois ces énergies obtenues, nous pouvons trouver les ΔE de chaque transition électronique et ceci

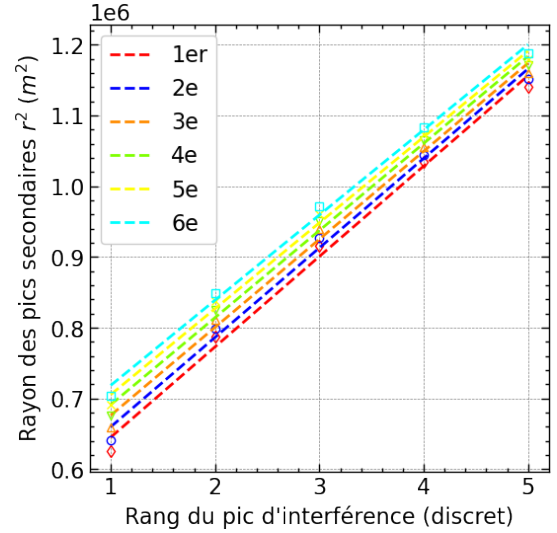


FIGURE 7 – Rayon des pics d'interférences en fonction de l'ordre d'interférence. Cette relation nous permet de déterminer l'énergie des transitions.

pour différentes valeurs du champ magnétique. L'équation (8) nous dit que le taux de variation de ces mesures équivaut au magnéton de Bohr. En effectuant deux régressions linéaires (une pour le filtre vert et une pour le filtre bleu) comme montré à la figure 8, on obtient les valeurs expérimentales du magnéton présentées à la table 1.

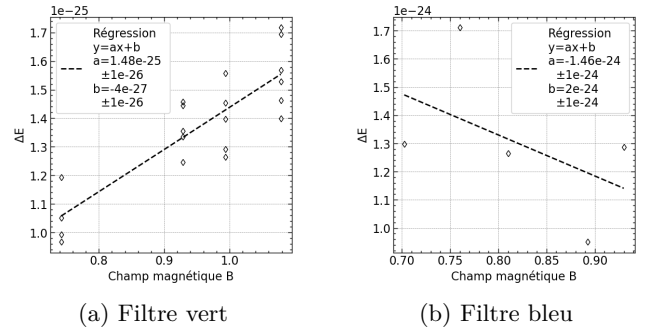


FIGURE 8 – Différence d'énergie en fonction du champ magnétique appliqué sur la lampe de mercure

| Filtres | Expérimental (JT^{-1}) | Théorique (JT^{-1}) |
|---------|---------------------------------|--------------------------|
| Vert | $(1.5 \pm 0.8) \times 10^{-25}$ | $(9.27) \times 10^{-24}$ |
| Bleu | $(-1 \pm 1) \times 10^{-24}$ | $(9.27) \times 10^{-24}$ |

TABLE 1 – Valeurs expérimentales et théoriques du magnéton de Bohr

Pour les raies dans le vert, nous obtenons un résultat se trouvant dans le bon ordre de grandeur, mais la valeur théorique est loin d'être dans l'intervalle de confiance. Cette erreur pourrait venir d'une sous-estimation des incertitudes. Nous avons unique-

ment pris en compte l'étalement des franges et l'ajustement linéaire comme sources d'incertitudes, mais il y pourrait avoir des incertitudes supplémentaires provenant de l'alignement des miroirs. Dans le cas du filtre bleu, notre résultat est aberrant. Ceci est dû au fait que la qualité de nos données était très pauvre et que les raies étaient très difficiles à discerner. Nous avons donc moins de points pour construire notre régression linéaire.

4.3 Finesse du Fabry-Pérot

La finesse d'un interféromètre de Fabry-Pérot représente sa capacité de discerner efficacement les franges successives les unes des autres. Afin de la mesurer, nous avons pris une image du patron d'interférence sans la présence de champ magnétique. De cette manière, il y avait uniquement des pics principaux et aucun sous-pics. En divisant la distance entre deux franges par la largeur à mi-hauteur d'une des franges, nous avons obtenu la finesse suivante pour l'interféromètre : $F = 1.8 \pm 0.1$. Ce résultat est décevant, car les interféromètres de Fabry-Pérot sont supposés être supérieurs aux interféromètres de Michelson et ceux-ci ont une finesse ≈ 2 . [4]

4.4 Technique d'analyse des image par cercles concentriques

Une autre technique d'analyse d'image possible est celle par cercles concentriques. Cette technique numérique consiste à lire l'intensité des pixels se trouvant sur des cercles centrés au centre du patron d'interférence. De cette manière, on ne prend pas uniquement en compte la valeur des pixels sur une ligne 1D, mais plutôt sur tous les pixels se trouvant à un rayon fixe du centre. La figure 9 montre la courbe d'intensité obtenue grâce à cette technique. En la comparant avec la figure 5, on s'aperçoit que le bruit dans les données est réduit. En effet, les courbes deviennent plus lisses. Ceci est dû au fait que les variations locales de l'image s'estompent puisqu'on prend en compte des pixels à plusieurs endroits distincts sur l'image. Cependant, cette technique nécessite des images symétriques et de meilleures qualité. En effet, on voit dans la figure 9 que l'intensité des pics diminuent rapidement dû au fait que notre image est beaucoup plus pâle vers le haut.

5 Conclusion

En conclusion, nous avons déterminé expérimentalement le magnéton de Bohr en analysant des patrons d'interférence de Fabry-Pérot pour une lampe de mercure sous un champ magnétique à travers un filtre vert et un filtre bleu. Afin d'analyser les images, nous avons utilisé deux méthodes numériques distinctes : la méthode 1D et la méthode par cercles concentriques. La seconde donnait des courbes plus lisses, mais les pics d'ordre élevés nécessitaient une qualité d'image supérieure. Avec la méthode 1D, nous avons obtenu

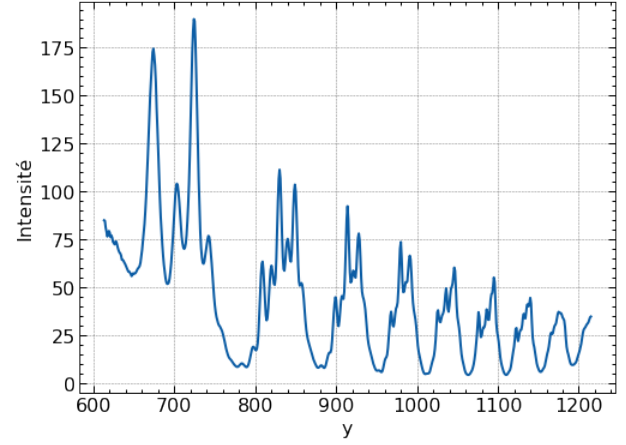


FIGURE 9 – Pics d'interférence produit par un champ de $B = 1.08 T$ avec le filtre vert et obtenus par la méthode des cercles concentriques

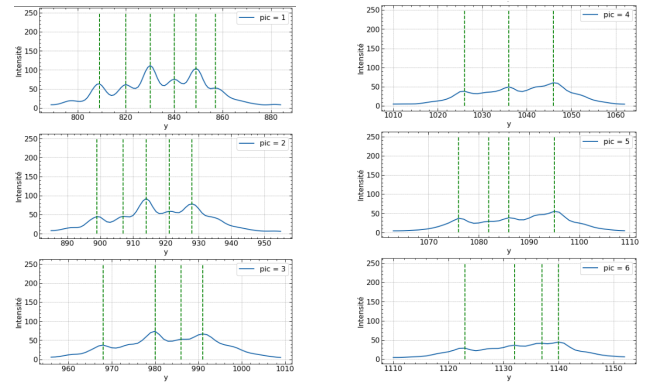


FIGURE 10 – Sous-pics d'interférence produit par un champ de $B = 1.08 T$ avec le filtre vert et obtenus par la méthode des cercles concentriques

une valeur expérimentale du magnéton de Bohr de $\mu_B = (1.5 \pm 0.8) \times 10^{-25}$ pour le filtre vert et de $\mu_B = (-1 \pm 1) \times 10^{-24}$ pour le filtre bleu. Nous avons aussi déterminé la finesse de l'interféromètre Fabry-Pérot et avons obtenu une valeur de $F = 1.8 \pm 0.1$. Afin de pousser notre analyse plus loin, nous aurions pu tenter de trouver une valeur expérimental de μ_B en utilisant la méthode des cercles concentriques et la comparer avec celle obtenue par la méthode 1D.

Références

- [1] C. Wall, "The Zeeman Effect in Mercury,".
- [2] "Laboratoire d'optique notes de travaux pratiques.".
- [3] J. Napolita, "UNIVERSITY OF ROCJ.DSTER,".
- [4] "Interféromètre de Fabry-Perot," June, 2022. <https://fr.wikipedia.org>. Page Version ID : 194797605.