

Effet Zeeman

Victor Vachon

Table des matières

1	Introduction	2
2	Théorie	2
2.1	Analyse classique	2
2.2	Analyse quantique	3
2.3	Interféromètre de Fabry-Pérot	6
2.3.1	Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot	6
2.3.2	Réponse de l'interféromètre	7
2.3.3	Finesse et résolution spectrale	7
2.3.4	Résolution requise	7
2.4	Analyse des patrons d'interférence	8
2.4.1	Formation des cercles d'interférence	9
2.4.2	Ordre fractionnaire et rayons des franges :	10
2.4.3	Mesure du décalage spectral :	10
3	Montage expérimental	11
4	Résultat et discussion	13
4.1	Interférence sans champ magnétique	13
4.1.1	Finesse de l'interféromètre	14
4.1.2	Réfectivité des miroirs	14
5	Résultats et Analyse	15
5.1	Interférence avec champ magnétique	15
5.1.1	Raie bleue (436 nm) avec polarisation à 0°	15
5.1.2	Raie verte (546 nm) avec polarisation à 0°	16
5.2	Variation de l'angle du polariseur	16
5.3	Mesure du magnéton de Bohr	17
6	Conclusion	17

1 Introduction

Michael Faraday en 1862, s'est demandé si un champ magnétique pouvait avoir un effet sur la lumière. Il a tenté de le vérifier avec le matériel de son époque, un spectromètre à prisme, mais la précision n'était pas suffisante pour révéler quoi que ce soit.

Plusieurs années plus tard, en 1896, un jeune physicien néerlandais du nom de Pieter Zeeman, inspiré par les idées de Faraday, décide de reprendre l'expérience. En utilisant des équipements bien plus performants, il remarque que les raies jaunes du sodium se dédoublent lorsqu'on applique un champ magnétique intense. Ces raies deviennent aussi polarisées.

Il partage rapidement sa découverte avec Hendrik Lorentz, qui propose une explication. Selon lui, la lumière est émise par des particules chargées en mouvement dans l'atome – une idée en lien avec les lois de l'électromagnétisme formulées par Maxwell vingt ans plus tôt. En étudiant le décalage de fréquence et la polarisation de la lumière, Zeeman et Lorentz réussissent à déterminer le rapport entre la charge et la masse de ces particules, e/m , ainsi que le signe de la charge : négatif. Mais surtout, ils obtiennent une valeur de e/m environ mille fois plus grande que celle attendue pour un atome entier. Sans le savoir, Zeeman venait tout juste de détecter l'électron... un an avant Thomson !

Par la suite, l'effet Zeeman est devenu un outil essentiel pour comprendre la structure des atomes. Il a notamment contribué à la découverte du principe d'exclusion de Pauli et du spin de l'électron.

2 Théorie

2.1 Analyse classique

À l'époque de Lorentz, la mécanique quantique n'existait pas encore. Son analyse était donc entièrement classique. Il imagine une particule chargée (de charge e) attachée à un point fixe par une force de rappel harmonique, comme un ressort : $F = -kr$. Ce système oscille à une fréquence donnée par :

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}} \quad (8.1)$$

D'après les lois de l'électromagnétisme classique, une particule chargée en mouvement émet de la lumière à cette fréquence ν_0 . La polarisation de la lumière dépend de l'angle d'observation :

- si on regarde dans le plan de rotation, la lumière est **linéairement polarisée**,
- si on regarde perpendiculairement à ce plan, elle est **circularisée** (polarisation circulaire).

Maintenant, ajoutons un champ magnétique B , orienté selon l'axe de rotation de la charge. Celui-ci modifie la force de rappel ressentie par la particule, qui devient :

$$k \pm \frac{e\nu B}{r}$$

À condition que cette correction soit petite (c'est-à-dire que $\frac{e\nu B}{r} \ll k$), on peut approximer la nouvelle fréquence d'oscillation par :

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{e}{4\pi m} B \quad (8.2)$$

Autrement dit, la fréquence (et donc l'énergie) de la lumière émise est légèrement décalée vers le haut ou vers le bas selon le sens de rotation. La différence d'énergie entre l'état initial (sans champ) et les deux nouveaux niveaux créés est :

$$\Delta E = \pm \mu_B B$$

avec μ_B le **magnéton de Bohr**, défini par :

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m} = 9,274 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1} = 0,4669 \text{ cm}^{-1} \cdot \text{T}^{-1} \quad (8.3)$$

Mais cette explication ne dit pas tout. Si le champ magnétique est **dans le plan de rotation**, alors le mouvement de la charge ne change pas, et on ne devrait observer aucun dédoublement. Pourtant, dans certaines situations expérimentales, **plus de deux niveaux énergétiques** apparaissent. Comment cela se fait-il ? Ce mystère ne peut pas être résolu avec la physique classique. Il faudra attendre l'arrivée de la mécanique quantique pour y répondre.

2.2 Analyse quantique

Très vite, les physiciens se sont rendu compte que la description classique de Lorentz ne suffisait pas. La forme des raies spectrales, leur nombre et leur polarisation ne pouvaient pas toutes être expliquées par ce modèle. Pour aller plus loin, il faut faire appel à la mécanique quantique.

Considérons une orbitale électronique. On lui associe :

- le moment cinétique orbital \mathbf{L} ,
- le spin \mathbf{S} de l'électron,
- et le moment cinétique total $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$.

Les états quantiques associés peuvent être décrits par :

$$|n, L, S, J, M_J\rangle$$

où :

- n est le nombre quantique principal,
- L , S et J sont les moments cinétiques en unités de \hbar ,
- M_J est la projection du moment total \mathbf{J} sur l'axe z .

L'interaction entre un atome et un champ magnétique se fait par l'intermédiaire de ce moment cinétique. On fera ici trois hypothèses raisonnables :

1. Le champ magnétique est faible devant l'interaction coulombienne : on peut utiliser la théorie des perturbations.
2. Le couplage spin-orbite (responsable de la structure fine) est plus fort que l'effet du champ magnétique, mais ce dernier est plus fort que le couplage au spin nucléaire (structure hyperfine).
3. La lumière émise provient de transitions induites par l'opérateur dipolaire électrique \hat{D} .

Supposons maintenant que le champ magnétique est appliqué selon l'axe z . L'Hamiltonien total devient alors :

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{FS} + \hat{H}_Z$$

où \hat{H}_Z est la contribution de Zeeman, donnée par :

$$\hat{H}_Z = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\hat{L}_z + 2\hat{S}_z)B = -\frac{\mu_B}{\hbar}(\hat{J}_z + \hat{S}_z)B$$

En utilisant la théorie des perturbations au premier ordre et le théorème de Wigner-Eckart, on trouve :

$$\langle \hat{J}_z \rangle = \hbar M_J \quad (8.5)$$

$$\langle \hat{S}_z \rangle = \frac{J(J+1) - L(L+1) + S(S+1)}{2J(J+1)} \hbar M_J \quad (8.6)$$

Ce qui nous permet de réécrire l'Hamiltonien de Zeeman sous la forme :

$$\hat{H}_Z = -g_J \mu_B \hat{J}_z B / \hbar$$

avec le facteur de Landé g_J donné par :

$$g_J = 1 + \frac{J(J+1) + S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

Cela signifie que, sous l'effet du champ magnétique, les $2J + 1$ niveaux d'énergie (qui étaient dégénérés en champ nul) vont se séparer selon :

$$\Delta E = E(B) - E(0) = g_J M_J \mu_B B$$

avec M_J variant de $-J$ à $+J$ par pas de 1.

Quelles transitions sont permises ? Si l'interaction responsable de l'émission lumineuse est de type dipolaire électrique (ce qui est généralement le cas), les règles de sélection sont les suivantes :

$$\Delta L = \pm 1 \quad (8.9)$$

$$\Delta M_J = 0, \pm 1 \quad (8.10)$$

$$\Delta J = \begin{cases} 0, \pm 1 & \text{si } J_i \neq 0 \\ \pm 1 & \text{si } J_i = 0 \end{cases} \quad (8.11)$$

Chaque valeur de ΔM_J correspond à une polarisation différente :

- $\Delta M_J = +1$: polarisation circulaire droite dans le plan xy
- $\Delta M_J = 0$: polarisation linéaire le long de l'axe z
- $\Delta M_J = -1$: polarisation circulaire gauche dans le plan xy

Remarques importantes :

- Si $J_i = 0$ et $J_f = 0$, aucune transition n'est possible : il n'y a aucun moment cinétique à coupler avec le champ magnétique.
- Si $J_i = J_f$ et $M_i = M_f = 0$, la transition est également interdite.

Enfin, notons deux cas importants :

- Si $S = 0$ dans les deux états, le facteur de Landé vaut $g_J = 1$ et la raie se dédouble en un triplet, comme prévu par Lorentz : c'est l'**effet Zeeman normal**.
- Si $S \neq 0$, le dédoublement est plus complexe, car le spin de l'électron entre en jeu : on parle alors d'**effet Zeeman anormal**.

Les transitions optiques observées dans cette expérience sont celles qui se produisent lors des transitions entre différents niveaux d'énergie atomique en présence du champ magnétique. Nous allons étudier les raies spectrales du mercure :

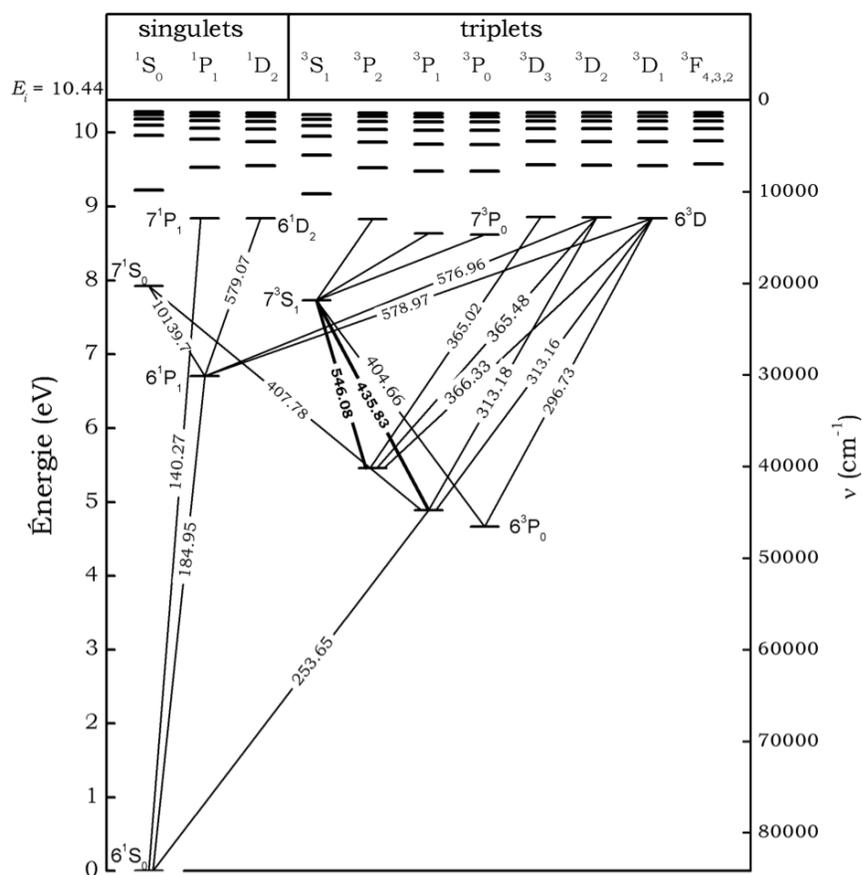


FIGURE 1 – Premiers niveaux excités du mercure et transitions optiques entre ces niveaux avec leur longueur d'onde en nanomètre (d'après NIST Atomic Spectra Database). Les transitions en trait gras sont celles utilisées pour étudier l'effet Zeeman anormal ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_1$ à 435,83 nm) et ($7^3S_1 \rightarrow 6^3P_2$ à 546,08 nm).

plus précisément celles correspondant aux longueurs d'onde de **436 nm** (raie bleue) et **546 nm** (raie verte). Les transitions autorisées pour ces raies sont illustrées dans la Figure 1. Ces transitions sont soumises aux **règles de sélection** qui dictent quelles transitions sont permises.

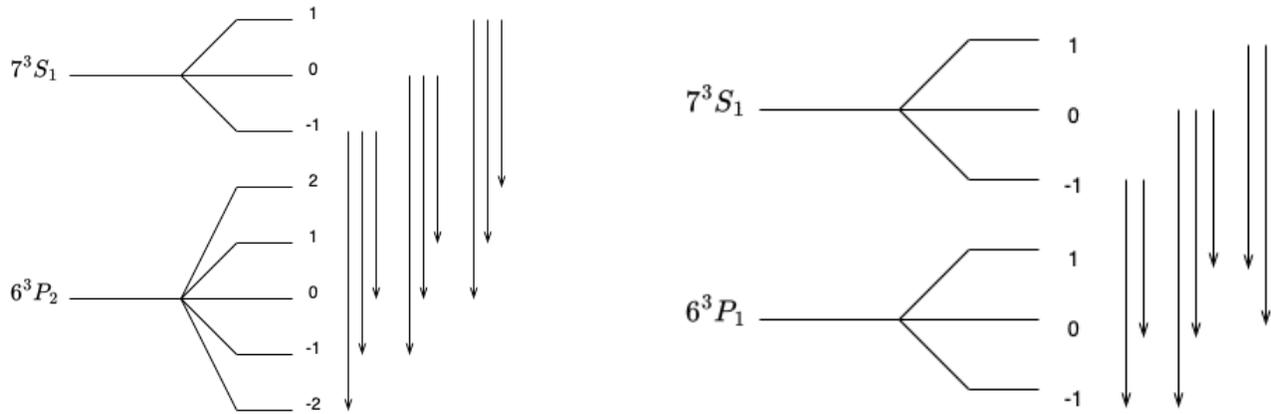


FIGURE 2 – Transitions optiques autorisées lors de la levée de dégénérescence des raies de 436 nm et 546 nm.

2.3 Interféromètre de Fabry-Pérot

Dans notre expérience, le champ magnétique maximal que nous pourrions appliquer est d'environ 1 T. Ce champ provoquera un très léger décalage des raies spectrales, correspondant à une variation de nombre d'onde inférieure à $0,5 \text{ cm}^{-1}$.

Pour pouvoir détecter un si petit décalage, il nous faut un instrument capable d'une très haute résolution spectrale. Deux options s'offrent à nous :

- un spectromètre à réseau haute résolution (mais son coût dépasse souvent les 50000 \$),
- ou un interféromètre de Fabry-Pérot, beaucoup plus abordable, bien qu'un peu plus délicat à utiliser.

2.3.1 Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot

Cet instrument repose sur l'interférence de multiples réflexions de la lumière entre deux miroirs semi-réfléchissants. Lorsque la condition d'interférence constructive est satisfaite, on observe des franges circulaires brillantes. Ces franges obéissent à la condition suivante :

$$m = \frac{\delta}{2\pi} = m_0 \cos \theta, \quad \delta = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2nl \cos \theta \quad (8.13)$$

où :

- m est un entier (ordre d'interférence),
- λ est la longueur d'onde de la lumière,
- n est l'indice de réfraction entre les miroirs,
- l est la distance entre les miroirs,
- θ est l'angle d'incidence de la lumière.

2.3.2 Réponse de l'interféromètre

L'intensité transmise par l'interféromètre dépend du déphasage δ et de la réflectivité R des miroirs :

$$\frac{I_t}{I_i} = \frac{1}{1 + F \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad F = \frac{4R}{(1 - R)^2} \quad (8.14)$$

où :

- I_i est l'intensité incidente,
- I_t l'intensité transmise,
- F est appelé le facteur de finesse.

2.3.3 Finesse et résolution spectrale

La *finesse* de l'interféromètre, notée F , est un paramètre clé. Elle indique combien les franges sont fines et espacées : plus F est grand, meilleure est la résolution.

La distance en fréquence entre deux ordres d'interférence successifs est donnée par :

$$\Delta\nu_u = \frac{1}{2nl} \quad (8.15)$$

C'est ce qu'on appelle la *libre spectral range* (intervalle spectral libre).

La largeur réelle des franges, c'est-à-dire la résolution spectrale de l'instrument, est alors :

$$\Delta\nu = \frac{\Delta\nu_u}{F} = \frac{1}{2nlF} \quad (8.16)$$

2.3.4 Résolution requise

Pour distinguer deux raies d'émission très proches, il faut que l'écart entre leurs fréquences $|\nu_1 - \nu_2|$ soit supérieur à la largeur des franges $\Delta\nu$.

Mais attention : en réalité, les raies spectrales ont toujours une largeur non nulle. Même sans instrument, elles ne sont jamais parfaitement fines.

Cette largeur intrinsèque est due à plusieurs effets :

- la **durée de vie finie** des états excités (largeur naturelle),
- l'**élargissement Doppler** dû au mouvement des atomes,
- la **structure hyperfine** (avec des écarts typiques ~ 2 GHz),
- l'**effet Stark**, et les **collisions entre atomes**.

La largeur observée est donc une combinaison de la limite instrumentale et de la largeur intrinsèque :

$$\Delta\nu_{\text{observé}}^2 = \Delta\nu_{\text{instrumental}}^2 + \Delta\nu_{\text{intrinsèque}}^2 \quad (8.17)$$

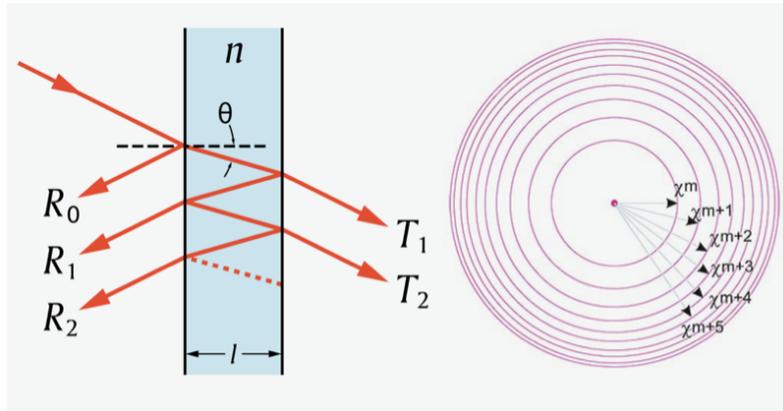


FIGURE 3 – La lumière qui entre entre deux milieux de réflectivité R fait de multiples réflexions internes, ce qui génère une série de cercles concentriques. Une lentille placée après l’interféromètre permet de regrouper chaque longueur d’onde sous forme d’un cercle. Chaque cercle correspond à un ordre d’interférence m_p , avec $p = [1, 2, \dots]$.

2.4 Analyse des patrons d’interférence

L’interféromètre de Fabry-Pérot est constitué de deux miroirs semi-réfléchissants (réflectivité $\sim 90\%$), séparés par une distance d :

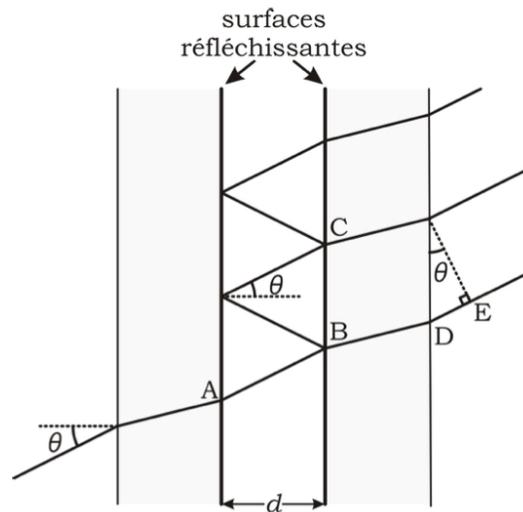


FIGURE 4 – Un faisceau lumineux arrivant à un angle θ pénètre dans l’interféromètre et subit de multiples réflexions. Ces réflexions donnent naissance à une série de faisceaux parallèles en sortie.

Considérons un faisceau lumineux incident qui frappe le premier miroir avec un angle θ par rapport à la normale. Une partie de la lumière est réfléchi, l’autre traverse le miroir et continue son chemin. À chaque réflexion, le même phénomène se répète, créant une série de faisceaux parallèles.

La différence de trajet entre deux faisceaux transmis consécutifs est donnée par :

$$\Delta L = 2d \cos \theta$$

Pour que ces faisceaux interfèrent de façon constructive, il faut que cette différence soit un multiple entier de la longueur d'onde λ :

$$2d \cos \theta = n\lambda \quad (8.18)$$

où :

- d est la distance entre les miroirs,
- n est un entier appelé ordre d'interférence,
- λ est la longueur d'onde de la lumière.

2.4.1 Formation des cercles d'interférence

Plaçons une lentille convergente après l'interféromètre. Celle-ci va focaliser les faisceaux parallèles sortants à différents angles θ pour former des cercles lumineux sur un écran placé au foyer de la lentille :

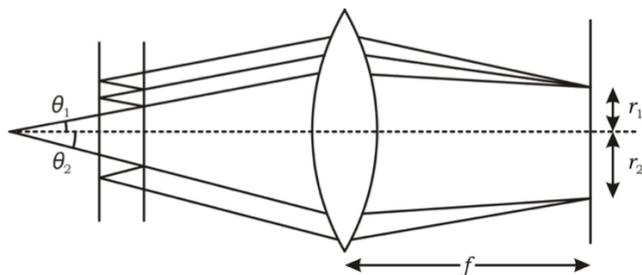


FIGURE 5 – Deux faisceaux incidents avec des angles θ_1 et θ_2 forment des cercles de rayons r_1 et r_2 sur l'écran. Chaque rayon correspond à une valeur particulière de l'angle θ .

Pour un angle d'incidence θ_n qui satisfait la condition d'interférence constructive (équation 8.18), le rayon du cercle correspondant est donné par :

$$r_n = f \tan \theta_n \simeq f\theta_n \quad (\text{pour petits angles}) \quad (8.19)$$

Définissons maintenant :

$$n_0 = \frac{2d}{\lambda}$$

qui correspond à l'ordre d'interférence pour $\theta = 0$ (au centre du motif d'interférence). On peut alors écrire :

$$\begin{aligned} n &= n_0 \cos \theta_n \\ &\approx n_0 \left(1 - \frac{\theta_n^2}{2} \right) \end{aligned}$$

0. **Note :** La notation change légèrement ici par rapport à la section précédente : d est la distance entre les miroirs, et n désigne maintenant un entier, non l'indice de réfraction. Le milieu entre les miroirs est supposé être le vide ($n = 1$).

d'où :

$$\theta_n = \sqrt{\frac{2(n_0 - n)}{n_0}} \quad (8.20)$$

2.4.2 Ordre fractionnaire et rayons des franges :

Dans la réalité, n_0 n'est pas nécessairement un entier. On peut donc définir l'ordre de la première frange comme :

$$n_1 = n_0 - \epsilon \quad \text{avec } 0 < \epsilon < 1$$

où ϵ est l'ordre fractionnaire. Pour la frange numéro p (la p^e frange brillante à partir du centre), on a :

$$n_p = (n_0 - \epsilon) - (p - 1) \quad (8.21)$$

En combinant les équations (8.19), (8.20) et (8.21), on obtient une relation simple pour le carré du rayon du cercle p :

$$r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} [(p - 1) + \epsilon] \quad (8.22)$$

Cela montre que r_p^2 varie linéairement avec l'indice p des franges, ce qui est très utile pour l'analyse expérimentale.

2.4.3 Mesure du décalage spectral :

Supposons qu'une raie spectrale centrale se sépare en deux composantes de longueurs d'onde très proches : λ_a et λ_b . Chaque composante correspond à un ordre fractionnaire différent : ϵ_a et ϵ_b .

On peut écrire :

$$\begin{aligned} \epsilon_a &= \frac{2d}{\lambda_a} - n_{1,a} = 2d\nu_a - n_{1,a} \\ \epsilon_b &= \frac{2d}{\lambda_b} - n_{1,b} = 2d\nu_b - n_{1,b} \end{aligned}$$

où :

- $\nu_a = 1/\lambda_a$ et $\nu_b = 1/\lambda_b$ sont les nombres d'onde,
- $n_{1,a}$ et $n_{1,b}$ sont les ordres entiers du premier cercle visible pour chaque raie.

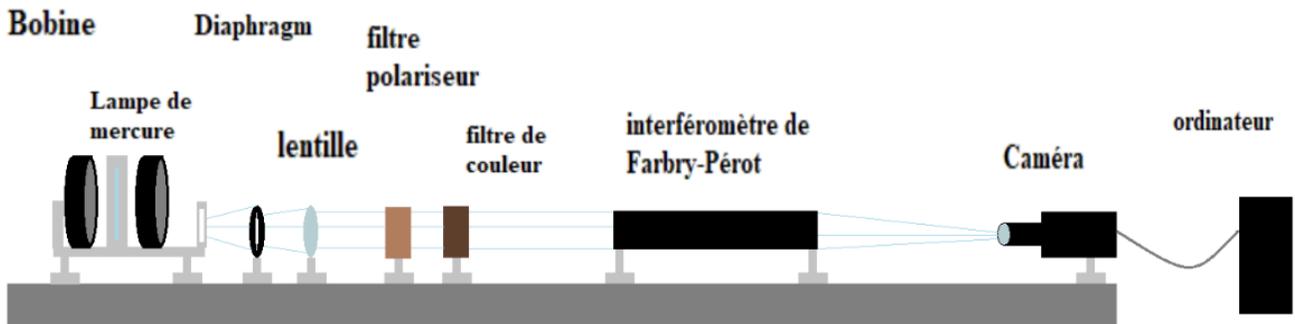
Si λ_a et λ_b sont très proches, alors $n_{1,a} = n_{1,b}$ et on peut exprimer le décalage spectral entre les deux raies comme :

$$\Delta\nu = \nu_a - \nu_b = \frac{\epsilon_a - \epsilon_b}{2d} \quad (8.23)$$

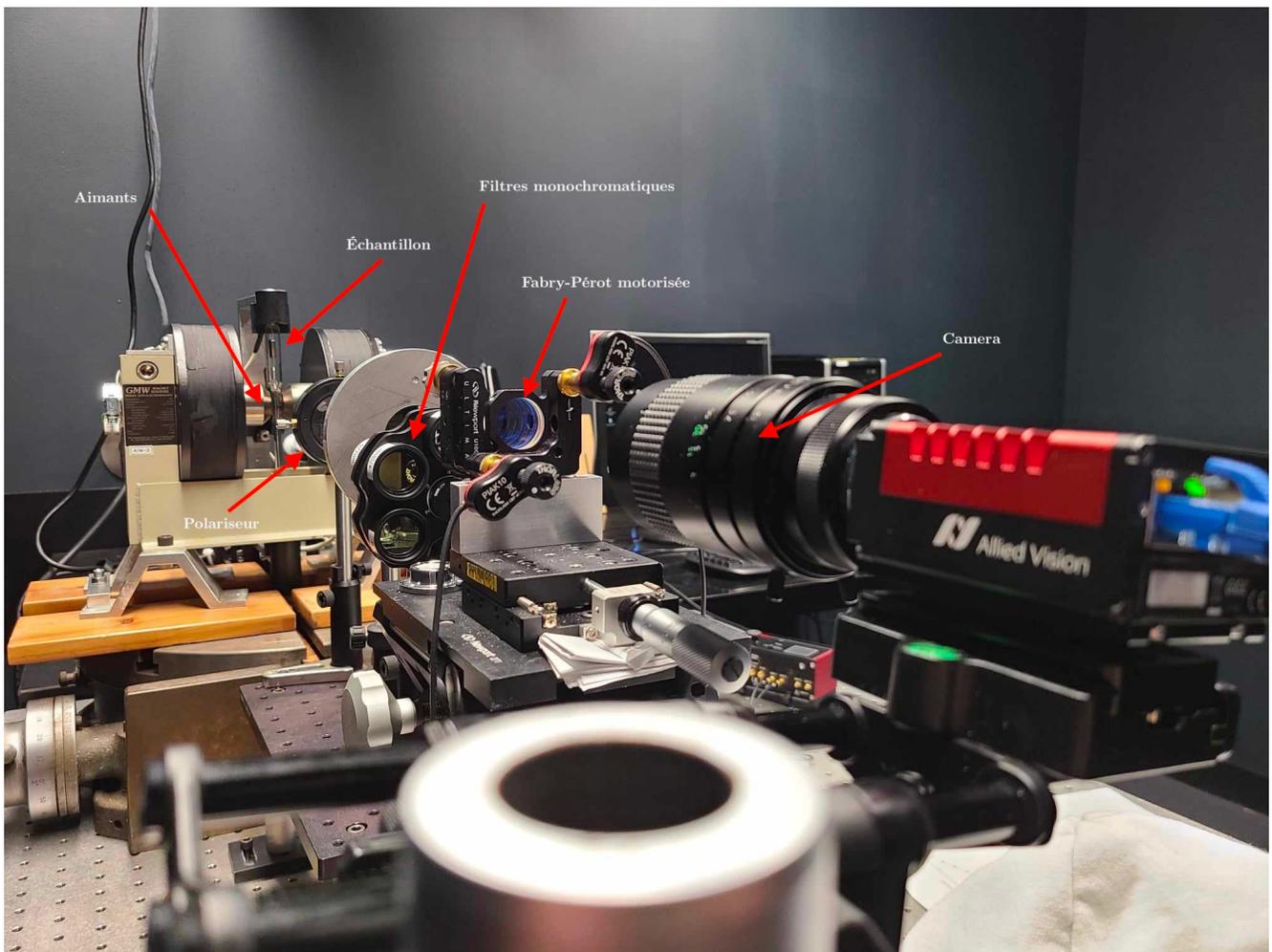
Ainsi, la différence de position entre les franges permet d'accéder directement au décalage spectral $\Delta\nu$, lié par exemple à l'effet Zeeman en présence d'un champ magnétique.

3 Montage expérimental

Le but de cette expérience est d'observer l'effet Zeeman et de mesurer le magnéton de Bohr (μ_B) à l'aide d'un montage comprenant plusieurs composants clés :

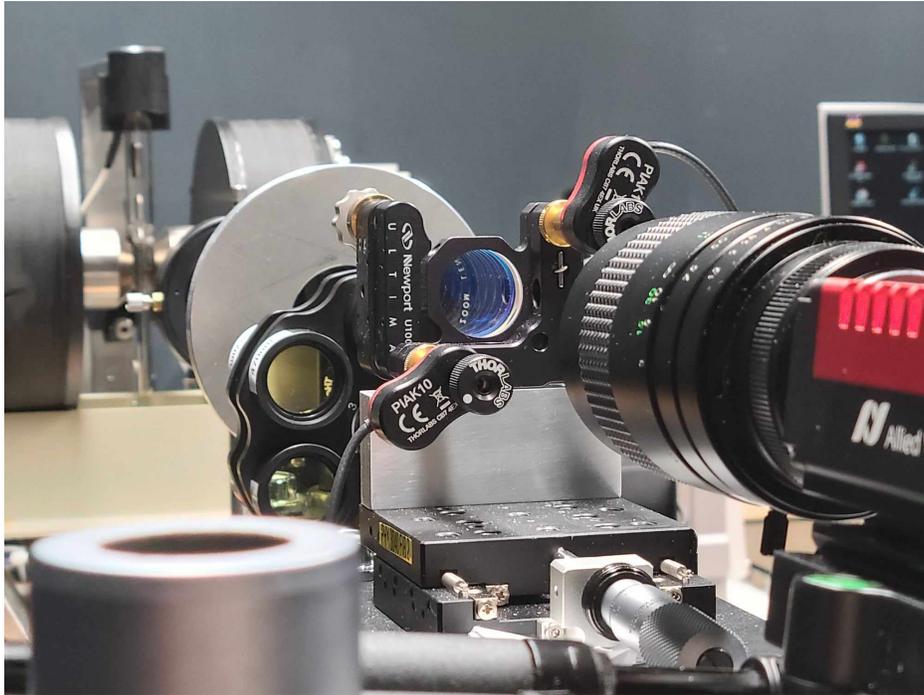


((a)) Schéma Zeeman

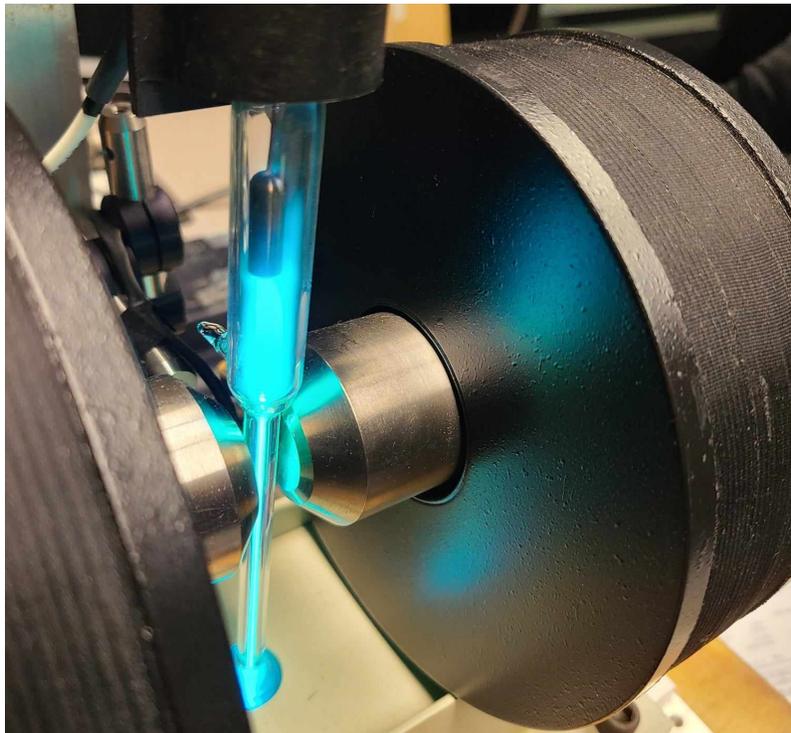


((b)) Montage complet

FIGURE 6 – Vue d'ensemble du montage expérimental



((a)) Interféromètre de Fabry-Pérot



((b)) Plasma de mercure

FIGURE 7 – Montage expérimental

La source lumineuse utilisée est une lampe à vapeur de mercure, émettant des raies spectrales à 436 nm et 546 nm (sélectionnées par filtres), permettant d'étudier les transitions atomiques sous l'influence d'un champ magnétique. Ce champ, généré par une bobine de Helmholtz jusqu'à 1 T,

provoque la levée de dégénérescence des niveaux d'énergie atomiques, nécessaire pour l'observation de l'effet Zeeman.

Un polariseur permet de choisir la polarisation des photons, linéaire ($\Delta m_J = 0$) ou circulaire ($\Delta m_J = \pm 1$). L'analyse des franges d'interférence est réalisée avec un interféromètre de Fabry-Pérot, qui mesure la séparation des raies spectrales due à l'effet Zeeman en fonction de la longueur d'onde. Une caméra capture les franges, et le logiciel ImageJ extrait les positions des pics d'intensité pour déterminer les rayons des franges et calculer les décalages en nombre d'onde (Δk).

Les étapes principales sont : l'observation des franges sans champ magnétique pour référence, l'augmentation progressive du champ jusqu'à 1 T avec enregistrement des franges, puis l'analyse des positions des pics pour calculer les rayons des franges dégénérées. Ces rayons permettent de déduire le décalage spectral (Δk) et la valeur du magnéton de Bohr (μ_B).

Les incertitudes des mesures sont : $f = 75 \pm 1 \text{ mm} = (75 \pm 1) \cdot 10^{-3} \text{ m}$ pour la distance focale, et $d_{\text{pixel}} = 5.86 \pm 0.01 \mu\text{m} = (5.86 \pm 0.01) \cdot 10^{-6} \text{ m}$ pour la taille des pixels. La distance inter-miroir est restée constante pour garantir la cohérence des résultats et minimiser les erreurs.

4 Résultat et discussion

4.1 Interférence sans champ magnétique

Dans cette première partie de l'analyse, nous avons observé les franges d'interférence générées par les raies spectrales de 546 nm (verte) et 436 nm (bleue) sans l'application de champ magnétique. À partir de ces observations, les données ont été extraites et représentées sous forme de graphiques, qui illustrent la répartition des franges :

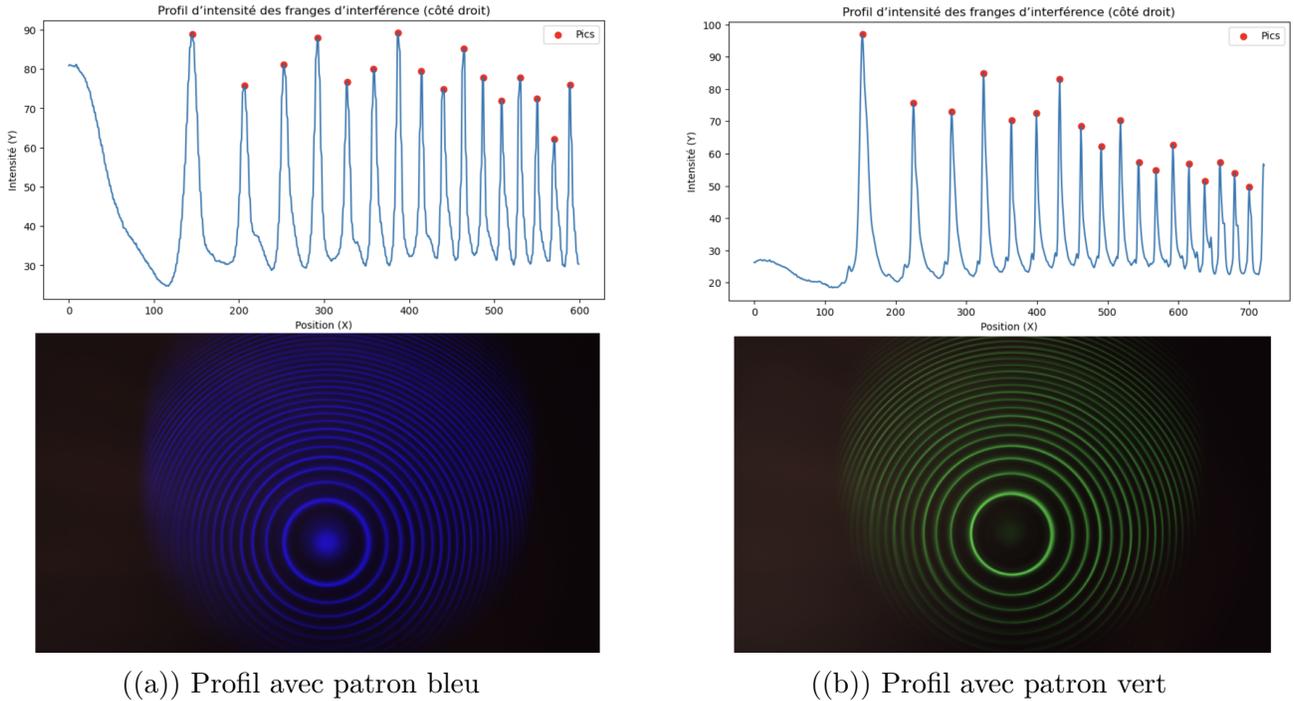


FIGURE 8 – Profils d'intensité des franges d'interférence selon la position en pixel, avec différents patrons d'interférence.

À partir de ces positions, nous avons calculé la différence quadratique moyenne entre les rayons des franges successives, exprimée par $\langle r_{p+1}^2 - r_p^2 \rangle$. Ce calcul nous a permis d'appliquer la relation suivante pour déterminer la distance entre les miroirs de l'interféromètre :

$$d_{\text{exp}} = \frac{\lambda f^2}{r_{p+1}^2 - r_p^2}$$

Les résultats obtenus montrent que, pour la raie verte de 546 nm, la moyenne des différences entre les rayons est de $(9.425028 \pm 0.049436) \times 10^{-7} \text{ m}^2$, ce qui nous donne une distance entre les miroirs de $(3.259088 \pm 0.088574) \times 10^{-3} \text{ m}$. Pour la raie bleue de 436 nm, la moyenne des différences est de $(7.460759 \pm 0.043033) \times 10^{-7} \text{ m}^2$, ce qui correspond à une distance entre les miroirs de $(3.287199 \pm 0.089686) \times 10^{-3} \text{ m}$.

4.1.1 Finesse de l'interféromètre

Pour évaluer la qualité de l'interféromètre, nous avons calculé sa finesse en utilisant une régression linéaire sur les données obtenues. La relation utilisée est la suivante :

$$r_p^2 = \frac{2f^2}{n_0} [(p-1) + \epsilon]$$

La pente et l'ordonnée à l'origine de la régression nous ont permis de calculer l'ordre fractionnaire ϵ pour lequel $r_p^2 = 0$. En divisant l'ordonnée à l'origine par la pente, nous avons obtenu :

$$p^0 = \frac{\text{ordonnée à l'origine}}{\text{pente}}$$

Ce qui nous a ensuite permis de déterminer l'ordre fractionnaire :

$$\epsilon = 1 - p^0$$

Pour la raie verte, la finesse de l'interféromètre a été calculée à 7.4 ± 0.7 , tandis que pour la raie bleue, elle est de 6.8 ± 0.4 .

4.1.2 Réflectivité des miroirs

Enfin, en utilisant les valeurs obtenues pour la finesse, nous avons calculé la réflectivité des miroirs de l'interféromètre. La réflectivité pour la raie verte a été déterminée à 0.697 ± 0.012 , et pour la raie bleue, à 0.686 ± 0.007 . Ces résultats sont légèrement inférieurs aux attentes pour un interféromètre Fabry-Pérot, où la réflectivité est généralement proche de 0.80.

5 Résultats et Analyse

5.1 Interférence avec champ magnétique

Lorsque le champ magnétique est appliqué, la dégénérescence des niveaux d'énergie atomique est levée, ce qui provoque une séparation des raies spectrales observées. Cela se traduit par un dédoublement (ou plus) des pics d'interférence, les différentes transitions atomiques étant décalées en énergie sous l'effet du champ. Nous avons donc analysé ces décalages pour les raies bleue (436 nm) et verte (546 nm) en comparant les positions des pics sous champ nul (0 T) et sous champ magnétique.

Pour chaque pic correspondant observé à différents champs magnétiques, nous avons calculé la différence de position entre les pics observés à champ nul et sous champ magnétique. Ces différences ont ensuite été converties en décalages de nombre d'onde comme indiqué dans la partie théorique.

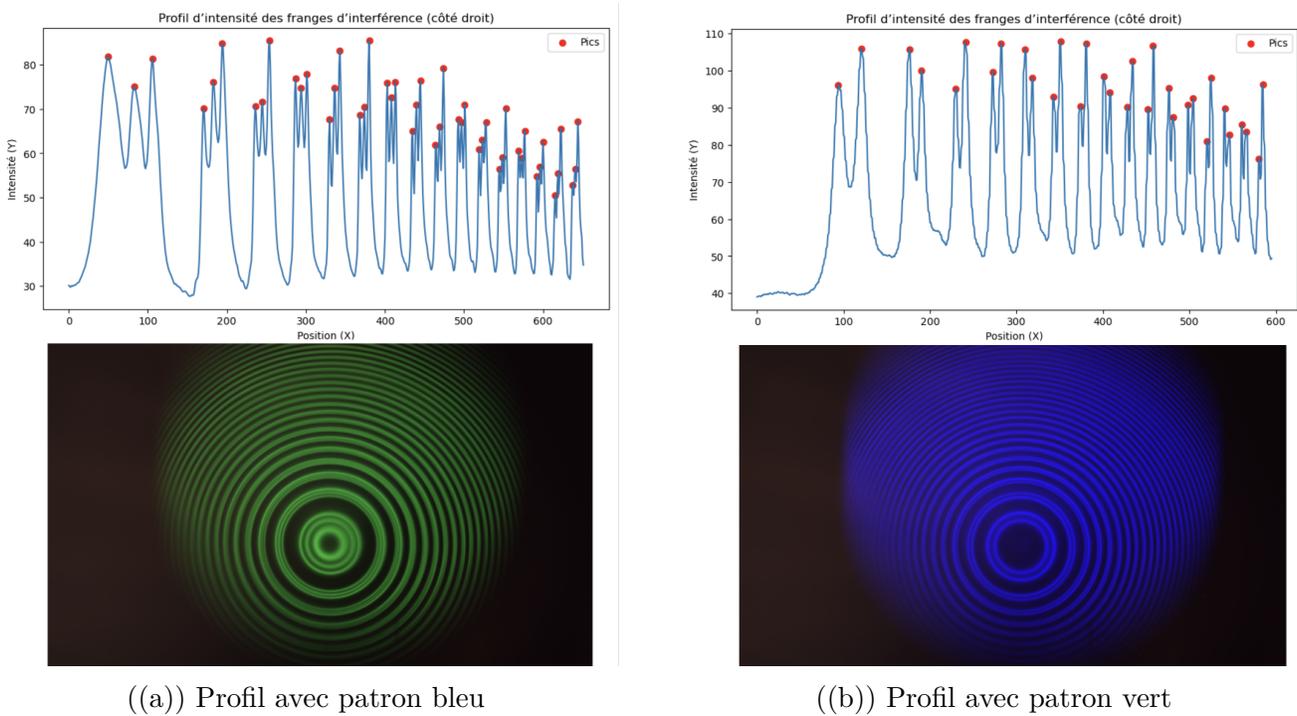


FIGURE 9 – Profils d'intensité des franges d'interférence selon la position en pixel, avec différents patrons d'interférence.

5.1.1 Raie bleue (436 nm) avec polarisation à 0°

Pour la raie bleue à une polarisation de 0°, les décalages de nombre d'onde pour chaque groupe de pics dégénérés sont présentés dans le graphique suivant :

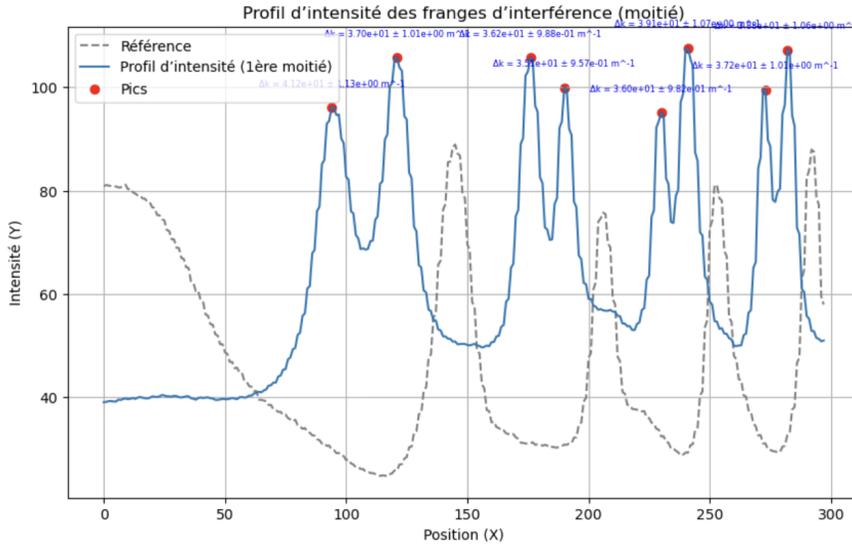


FIGURE 10 – Décalage des pics d'interférence pour la raie bleue (436 nm) sous champ magnétique de 0.8T ainsi que leur décalages de nombre d'onde.

5.1.2 Raie verte (546 nm) avec polarisation à 0°

De même, pour la raie verte à 0°, les décalages de nombre d'onde observés sont les suivants :

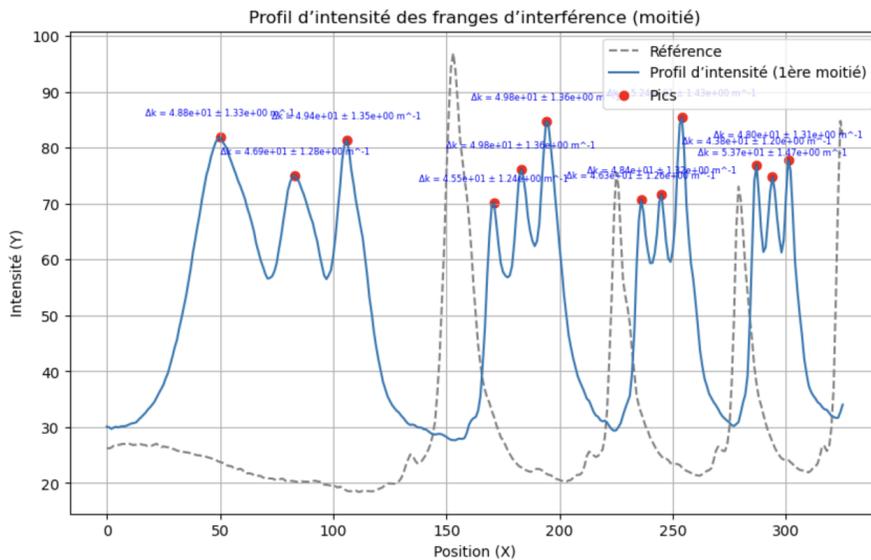


FIGURE 11 – Décalage des pics d'interférence pour la raie verte (546 nm) sous champ magnétique de 0.8T ainsi que leur décalages de nombre d'onde.

On remarque clairement la séparation des pics, ainsi que le décalage relatif avec le pic sans champ.

5.2 Variation de l'angle du polariseur

En faisant varier l'angle du polariseur, il est possible d'observer différentes transitions optiques, caractérisées par le changement du nombre quantique magnétique Δm_J . Pour $\Delta m_J = 0$, les tran-

sitions sont polarisées linéairement, tandis que pour $\Delta m_J = \pm 1$, elles sont polarisées circulairement. Pour vérifier l'effet de la polarisation sur l'effet Zeeman, nous avons fait varier la polarisation tout en gardant le champ magnétique constant (valeur du champ). L'angle fut varié de 0° jusqu'à 90° avec des bonds de 15° .

Lorsque le polariseur est orienté à 0° (parallèle au champ magnétique B), seules les transitions avec $\Delta m_J = 0$ sont observées. Dans ce cas, nous avons constatés que les raies spectrales subissaient un décalage minimal et les franges d'interférence restent proches les unes des autres. En revanche, lorsque le polariseur est orienté à 90° (perpendiculaire au champ B), les transitions avec $\Delta m_J = \pm 1$ deviennent dominantes, ce qui provoque un décalage plus important des raies spectrales, résultant en des franges d'interférence plus éloignées.

5.3 Mesure du magnéton de Bohr

À partir des décalages en nombre d'onde, nous avons pu estimer la valeur du magnéton de Bohr μ_B pour chaque groupe de pics dégénérés en fonction de la raie et de la polarisation observée. Les résultats pour la raie verte sont présentés ci-dessous :

Groupe	μ_B Raie bleue	μ_B Raie verte
1	4.6216 ± 0.1503	3.9148 ± 0.1170
2	4.1459 ± 0.1349	3.8772 ± 0.1159
3	4.0587 ± 0.1320	3.6605 ± 0.1094
4	3.9301 ± 0.1278	3.8126 ± 0.1140
5	4.0330 ± 0.1312	3.8858 ± 0.1162
6	4.3805 ± 0.1425	3.8788 ± 0.1159
7	4.1656 ± 0.1355	3.9682 ± 0.1186
8	4.3476 ± 0.1414	3.7688 ± 0.1127
9	4.0636 ± 0.1322	3.6701 ± 0.1097
10	4.2551 ± 0.1384	3.8357 ± 0.1147

TABLE 1 – Estimation du magnéton de Bohr pour la raie bleue et la raie verte (10^{-24} J/T).

La valeur moyenne du magnéton de Bohr pour la raie verte est estimée à :

$$\mu_B = (3.8273 \pm 0.1144) \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

La valeur moyenne du magnéton de Bohr pour la raie bleue est estimée à :

$$\mu_B = (4.2010 \pm 0.1367) \times 10^{-24} \text{ J/T}$$

Ces résultats sont en accord avec les valeurs théoriques attendues pour le magnéton de Bohr qui est 9.2740×10^{-24} , bien qu'une légère diminution soit observée.

6 Conclusion

Cette expérience m'a permis de mettre en évidence l'effet Zeeman, un phénomène fondamental de la physique atomique qui illustre l'interaction entre un moment magnétique atomique et un

champ magnétique externe. Grâce à l'utilisation d'un interféromètre de Fabry-Pérot, j'ai pu observer le dédoublement des raies spectrales du mercure sous l'influence d'un champ magnétique, en particulier pour les transitions à 436 nm et 546 nm.

L'analyse des patrons d'interférence a permis de mesurer avec précision les décalages spectroscopiques, puis d'en déduire une estimation expérimentale du magnéton de Bohr. Les valeurs obtenues pour μ_B sont proches de la valeur théorique, ce qui valide la méthode employée et confirme la pertinence du modèle quantique utilisé pour décrire l'effet Zeeman.

En variant l'angle du polariseur, j'ai également pu distinguer les différentes transitions selon les règles de sélection associées aux variations du nombre quantique magnétique Δm_J . Cela a renforcé la compréhension des liens entre polarisation de la lumière, symétrie des transitions et structure fine des niveaux d'énergie atomique.

En somme, cette expérience a non seulement permis d'observer un effet historique et fondamental de la physique quantique, mais aussi de mettre en pratique des concepts théoriques complexes à l'aide d'outils expérimentaux de haute précision. Elle offre une illustration concrète et enrichissante des notions de moment angulaire, de dégénérescence, de perturbation magnétique et de spectroscopie de haute résolution.

Références

- [1] Ng, E. *The Zeeman Effect in Mercury Vapor and the Determination of e/m by Fabry-Perot Interferometry*.
- [2] UCSD Physics Department. *The Zeeman Effect*. Consulté à l'adresse : <https://courses.physics.ucsd.edu/2016/Spring/physics4e/zeeman.pdf>
- [3] Leonelli, R. *PHY 2813 : Mécanique quantique 2, notes de cours*, version 4.5.
- [4] Cohen-Tannoudji, C., Diu, B., & Laloë, F. *Mécanique quantique*. Hermann, Paris, 1995.
- [5] Gasiorowicz, S. *Quantum Physics*. Wiley, 2003.