

1 Introduction

En 1896, le physicien néerlandais Pieter Zeeman a découvert que lorsque des atomes sont soumis à un champ magnétique, certaines raies spectrales d'émission sont susceptibles de se diviser en plusieurs composantes décalées en fréquence. Pour cette découverte, il a reçu le Prix Nobel de physique en 1902 (soit une année après sa création en 1901).

Nous nous proposons ici d'observer et de mesurer expérimentalement l'effet Zeeman sur l'émission de la raie rouge du Cadmium de longueur d'onde $\lambda_{Cd} = 643,8 \text{ nm}$. Le très faible décalage Zeeman induit par un champ magnétique de quelques centaines de mT est dans notre cas de l'ordre de quelques picomètre (380 mT donne un décalage de $\Delta\lambda_{Cd} = 7 \cdot 10^{-12} \text{ m} = 0,007 \text{ nm}$). La mesure de ce très faible décalage en longueur d'onde, bien que difficile, est tout à fait possible en utilisant, par exemple, un interféromètre de Fabry-Perot.

2 Bases théoriques

2.1 Notation spectroscopique : multiplets

Le spectre discret d'un atome quelconque n'a pu être compris que dans le cadre de la mécanique quantique décrivant des niveaux d'énergie bien définis occupés par les électrons. Pour noter l'état d'énergie d'un atome dans une configuration électronique donnée, on utilise la notation usuelle de spectroscopie atomique :

$$(2S+1)\mathbf{L}_J$$

L nombre quantique orbital total des électrons de l'atome. Les valeurs $L = 0, 1, 2, 3, \dots$ sont désignés par une lettre : *S, P, D, F...*

S nombre quantique total de spin des électrons de l'atome. $(2S + 1)$ exprime la multiplicité de l'état.

J nombre quantique (couplage spin-orbite) de moment cinétique total de l'atome $J = L + S$

m_J nombre associé à J : $m_J = -J, -J + 1, \dots, J - 1, J$. On a donc $(2J + 1)$ valeurs possibles pour m_J .

A un état atomique donné correspond une valeur de l'énergie et une seule, que le système soit placé ou non dans un champ extérieur, mais plusieurs états peuvent avoir la même énergie : on dit alors qu'il y a dégénérescence. Pour un atome isolé, son énergie ne dépend que des nombres quantiques L, S, J et ne dépend pas de la valeur de m_J . Sous l'action d'un champ magnétique extérieur la dégénérescence est levée, c'est-à-dire que chaque état est associé à une énergie différente repérée par la valeur de m_J . Un niveau d'énergie caractérisé par une valeur de J est donc dégénéré $(2J + 1)$ fois donnant la possibilité de se scinder en $(2J + 1)$ niveaux d'énergie distincts sous l'action d'un champ magnétique.

2.2 Transition entre deux niveaux d'énergie du Cadmium 1D_2 et 1P_1

1D_2 est une configuration donnée par : $L = 2, S = 0, J = 2$ (5 valeurs possibles de m_j)

1P_1 est une configuration donnée par : $L = 1, S = 0, J = 1$ (3 valeurs possibles de m_j)

Sous l'action d'un champ magnétique B , le niveau 1D_2 se scindera donc en 5 niveaux d'énergie et le niveau 1P_1 en 3 niveaux d'énergie.

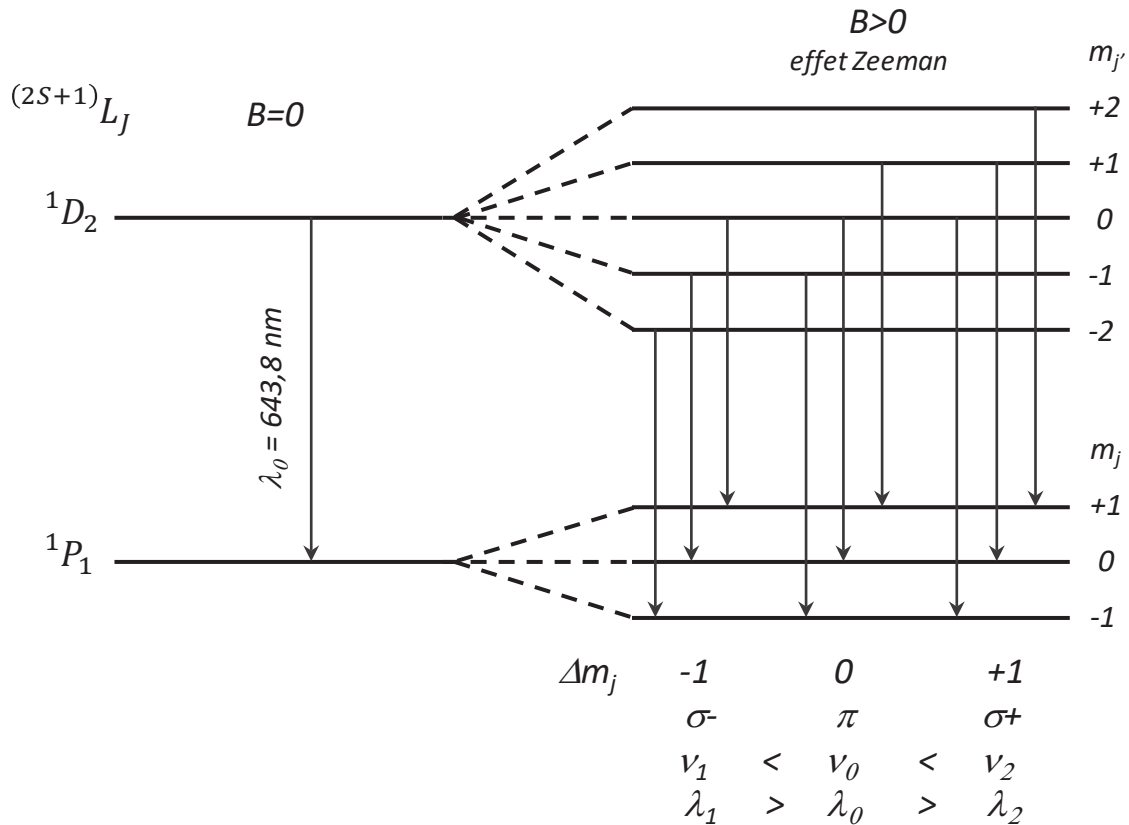


Fig. 1 – Effet Zeeman sur la transition $^1D_2 \rightarrow ^1P_1$ du Cadmium

Une transition radiative est possible si certaines règles de sélection sur les nombres quantiques sont vérifiées :

$$\Delta L = \pm 1 \quad \Delta J = 0, \pm 1 \quad \Delta m_j = 0, \pm 1$$

- La transition $\Delta m_j = 0$ est dite transition π . Elle est polarisée rectilignement, parallèlement au champ magnétique appliqué et elle n'apparaît donc pas lorsque l'on observe dans la direction de \vec{B} .
- Les transitions $\Delta m_j = \pm 1$ sont dites transitions σ^+ et σ^- . Pour une direction d'observation quelconque la polarisation est elliptique, elle apparaît circulaire (droite ou gauche) lorsque l'on observe dans la direction de \vec{B} et rectiligne pour une observation perpendiculaire à \vec{B} .

Il y a donc au total 9 transitions permises, mais seulement trois fréquences différentes donc trois longueurs d'ondes différentes ($\lambda_1 > \lambda_0 > \lambda_2$). Ces transitions peuvent s'interpréter sans faire intervenir le spin car ici $S = 0$ donc $J = L$, on parle alors d'**effet Zeeman normal**. Il est possible d'observer l'effet Zeeman sur d'autres raies du Cadmium. On a par exemple un effet sur trois raies caractéristiques partant du même niveau 3S_1 et aboutissant aux niveaux $^3P_0, ^3P_1, ^3P_2$ ($\lambda = 467.8 \text{ nm}, 480 \text{ nm}, 508.8 \text{ nm}$) avec cette fois-ci le spin $S = 1$ qui intervient, on parle alors d'**effet Zeeman anormal**.

La mécanique quantique donne l'expression du décalage en fréquence des transitions entre sous-niveaux en présence d'un champ B :

$$\Delta E = h\Delta\nu = \mu_B B (g_{J'} m_{J'} - g_J m_J)$$

avec g_J le facteur de Landé qui s'exprime en fonction de L, S, J par la relation :

$$g_J = \frac{3}{2} + \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)}$$

et $\mu_B = e\hbar/2m_e$ le magnéton de Bohr

On vérifiera que les facteurs de Landé pour les niveaux 1D_2 et 1P_1 valent respectivement $g_{J'} = 1$ et $g_J = 1$. Les transitions sont donc décalées en fréquence de :

$$h\Delta\nu = \mu_B B \Rightarrow \Delta\nu = \frac{e}{4\pi m_e} B \Rightarrow \Delta\lambda = \frac{e\lambda_0^2}{4\pi c m_e} B$$

- la raie π à $\Delta m_J = 0$, a la même longueur d'onde λ_0 avec ou sans champ magnétique.
- la raie σ^- à $\Delta m_J = -1$, a une longueur d'onde plus grande $\lambda_1 = \lambda_0 + \Delta\lambda$
- la raie σ^+ à $\Delta m_J = +1$, a une longueur d'onde plus petite $\lambda_2 = \lambda_0 - \Delta\lambda$

3 Partie expérimentale

3.1 Montage expérimental - Matériel

Le dispositif expérimental est indiqué sur la figure ci-dessous :

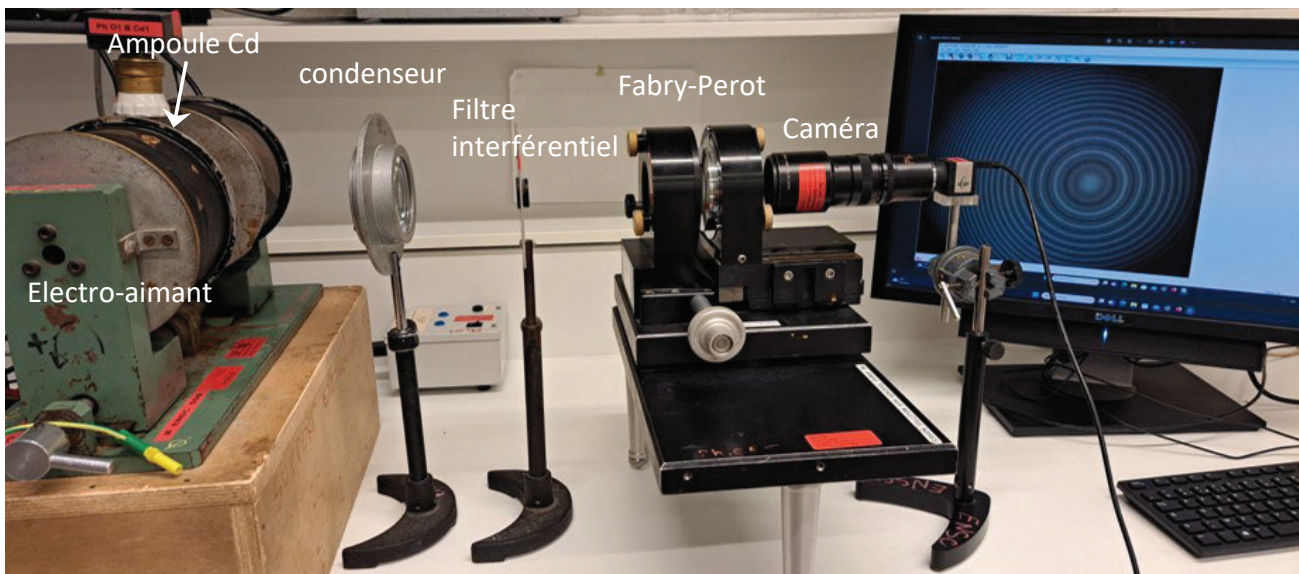


Fig. 2 – Dispositif expérimental pour l'effet Zeeman

L'ampoule de Cadmium est placée dans l'entrefer de l'électro-aimant. La lumière collectée par le condenseur optique traverse un filtre interférentiel ne sélectionnant que la raie rouge à $\lambda_{Cd} = 643,8 \text{ nm}$. Le Fabry-Perrot est ouvert au maximum ($e_{max} = 10,15 \text{ mm}$) et la caméra est réglée pour voir des images à l'infini avec un fort grossissement (caméra uEyes, logiciel uEyesCockpit).

La mesure du rayon des anneaux se fera, soit directement sur l'écran du moniteur, soit à l'aide d'un logiciel spécifique ou soit directement sur l'image imprimée, ce qui ne pose pas de soucis car les formules utilisées ne font intervenir que des rapports de rayons permettant de supprimer le grandissement afin d'utiliser n'importe quel support pour la mesure.

3.2 Rappels sur l'interféromètre de Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux miroirs plans de réflectivité R proche de 1. La lumière entrante effectue de multiples aller-retour à l'intérieur de la cavité optique et ressort partiellement à chaque réflexion. Les rayons sortants interfèrent entre eux et produisent des anneaux d'interférence localisés à l'infini et donc observables au foyer d'une lentille ou à l'aide d'une caméra munie d'un objectif à fort grossissement. En incidence sous un angle i , la différence de marche entre deux rayons lumineux successivement transmis s'écrit :

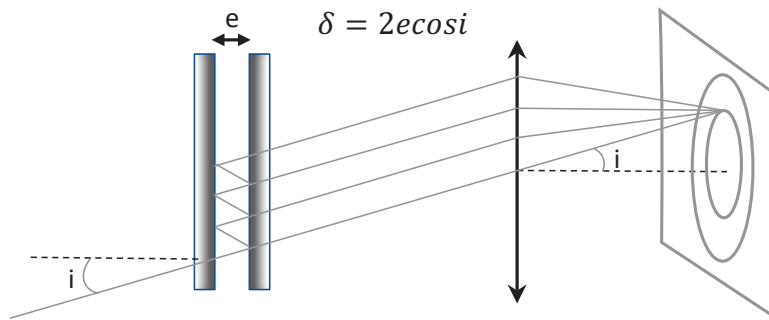


Fig. 3 – Principe du Fabry-Perot. Anneaux d'égale inclinaison

3.3 Réglage du Fabry-Perot

Le réglage du Fabry-Perot consiste à rendre les deux miroirs strictement parallèles, de manière à se situer dans de bonnes conditions d'observation des interférences à ondes multiples, menant à l'observation d'anneaux bien contrastés et localisés à l'infini.

Réglage grossier

On éclairera tout d'abord le Fabry-Perot avec un faisceau laser placé en incidence normale. Si les miroirs ne sont pas parallèles, on observera de multiples points sur l'écran qu'il s'agit de superposer en s'aidant des vis de réglages rapides. Les miroirs de l'interféromètre sont alors grossièrement parallèles.

Réglage fin

Une fois le réglage grossier terminé, et de manière à observer un nombre important d'anneaux, on remplacera le laser par un éclairage diffus en utilisant de préférence une lampe à vapeur de sodium (Na) avec un écran diffuseur (papier calque ou dépoli). On placera ensuite directement son oeil en sortie du Fabry-Perot afin d'observer les interférences en transmission en forme d'anneaux. Si les miroirs sont strictement parallèles, le rayon de ces anneaux ne devrait pas se modifier lorsque l'observateur déplace son oeil de bas en haut ou de gauche à droite devant les miroirs. Il ne devrait pas y avoir d'anneaux sortant ou rentrant au centre mais il est à noter que le centre des anneaux se déplacera toujours avec l'oeil.

Si ce n'est pas le cas, le principe du réglage fin de ce parallélisme consiste à déplacer l'oeil le long du diamètre des anneaux vers le bouton de réglage en rotation sur lequel vous agissez. Dans le cas du Fabry-Perot, la rotation des miroirs s'effectue à l'aide de deux vis dont le rôle n'est pas indépendant (configuration des vis en triangle).

Pour observer la subdivision en plusieurs anneaux sous l'influence d'un champ magnétique, il est nécessaire que le F.P soit écarté au maximum pour augmenter son pouvoir de résolution. On augmentera l'épaisseur e du F.P en chariotant avec la vis micrométrique ce qui, en général, dérègle légèrement le parallélisme entre les deux miroirs. Un réglage fin, parfaitement réalisé, sera absolument nécessaire lorsque l'écartement maximum est atteint. Une fois ce réglage final terminé, mettez en place la caméra munie de son objectif afin de visualiser le système d'anneaux sur le moniteur (il est aussi possible d'affiner le réglage directement en regardant sur le moniteur et en agissant sur les vis de réglages fins ou lents).

3.4 Mesures avec le Fabry-Perot

L'interféromètre de Fabry-Perot est l'instrument idéal pour mesurer un écart spectral très faible. Le fait d'avoir un interféromètre à ondes multiples, permet de visualiser très distinctement les anneaux provenant de deux longueurs d'ondes très proches. La technique habituelle pour mesurer un écart spectral $\Delta\lambda$ est de faire varier l'écartement e de l'interféromètre, et de mesurer la variation Δe entre les différentes anti-coïncidences des anneaux. Un calcul d'ordre de grandeur avec la formule $\Delta\lambda = \lambda^2/2\Delta e$, nous indique que cette technique simple ne pourra pas être mise en oeuvre dans notre cas.

Une autre technique un peu moins précise, mais la seule possible ici, consiste à relier le rayon des anneaux R_{λ_1} et R_{λ_2} avec l'écart spectral cherché $\Delta\lambda$. Elle sera mise en oeuvre à l'aide d'une exploitation graphique judicieuse.

3.5 Numérotation des anneaux

Dans un Fabry-Perot les mesures s'effectuent sur les anneaux brillants avec des différences de marche égales à $\delta = k\lambda = 2ecosi_k$ avec k entier obtenu pour une valeur particulière de l'angle d'incidence $i = i_k$ (anneaux d'égale inclinaison). On notera k_0 l'ordre d'interférence du premier anneau brillant observé en partant du centre. Lorsque l'angle augmente (ou que le rayon des anneaux augmente) alors l'ordre k diminue. L'ordre d'interférence du centre, à $i_k = 0$ est maximum mais n'est pas forcément entier ou demi-entier. Il prend une valeur légèrement supérieure à k_0 sans toutefois dépasser l'ordre suivant à $k_0 + 1$. On notera donc cet ordre particulier au centre $k_0 + \varepsilon$, avec $0 < \varepsilon < 1$ l'excédent fractionnaire. On a donc la relation suivante pour le centre :

$$k_0 + \varepsilon = \frac{2e}{\lambda}$$

La valeur de k_0 est en général très grande (quelques milliers) et pas toujours facile à déterminer précisément. Il est donc souvent préférable, par soucis de simplification, de faire un changement de variable en introduisant une nouvelle numérotation p telle que : $p = k_0 - k + 1$:

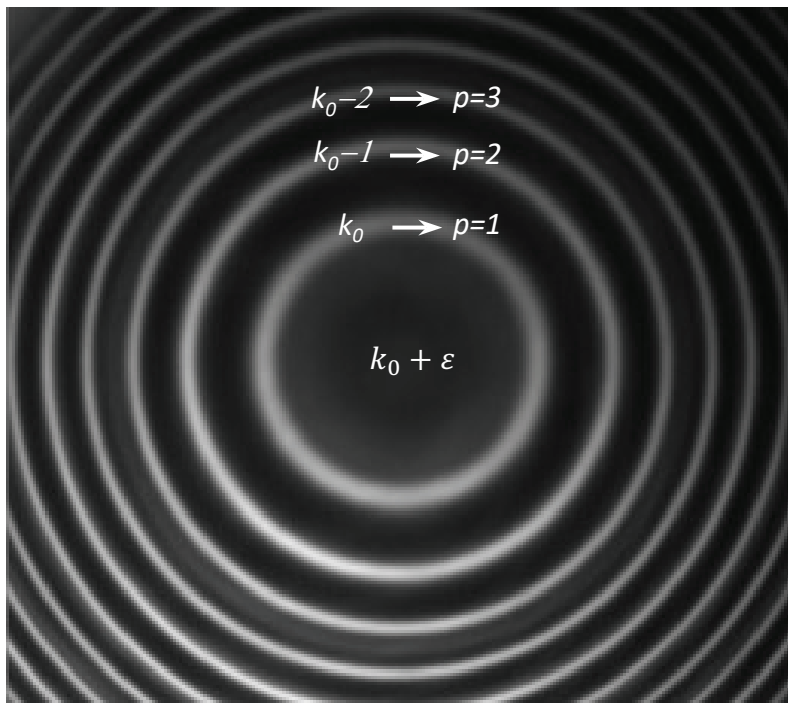


Fig. 4 – Ordre d'interférence et numérotation des anneaux

3.6 Rayons des anneaux

Nous aurons besoin de mesurer le rayon des différents anneaux et donc de faire l'acquisition d'image à l'aide d'un système de caméra pourvu d'un objectif fortement grossissant :

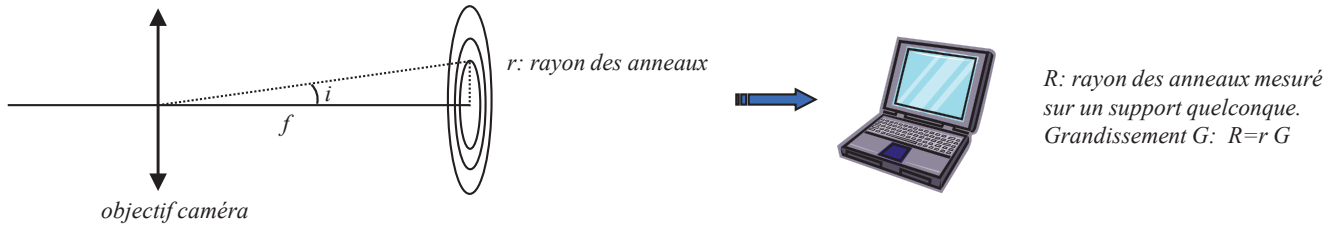


Fig. 5 – Système d'acquisition

Si on note f la focale de l'objectif de la caméra et G le grandissement entre la caméra et un support quelconque (moniteur, imprimante ...), on aura la relation exacte :

$$\cos i = \frac{f}{\sqrt{f^2 + r^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + (r/f)^2}} \frac{1}{\sqrt{1 + (R/fG)^2}}$$

R est le rayon des anneaux directement mesuré sur le support choisi. En utilisant la relation $\delta = k\lambda = 2ecosi$ nous obtenons :

$$R_\lambda^2 = (fG)^2 \left[\left(\frac{2e}{k\lambda} \right)^2 - 1 \right]$$

Remarque :

Dans une approximation petits angles ($\cos i \approx 1 - i^2/2$) avec $i \approx r/f$, on aurait obtenu : $R_\lambda^2 \approx 2(fG)^2 [1 - (k\lambda/2e)]$, mais étant donné qu'il est difficile de savoir si cette approximation reste valable dans un objectif de caméra utilisé avec un fort grossissement, il est plus prudent de garder la formule exacte qui ne complique en rien les calculs ultérieurs.

Afin d'éliminer le facteur constant $(fG)^2$, il est judicieux d'utiliser une formule sans dimension faisant intervenir un rapport de rayons :

$$\frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2} = -\frac{k^2 \lambda_0^3}{8e^2 \Delta \lambda} + \frac{\lambda_0}{2\Delta \lambda}$$

où l'on a posé : $\Delta \lambda = \lambda_1 - \lambda_0 = \lambda_0 - \lambda_2 = 1/2(\lambda_1 - \lambda_2)$

Si nous voulons utiliser l'ordre p il nous faut donc remplacer k dans cette formule :

$$k = k_0 - p + 1 = \frac{2e}{\lambda_0} - \varepsilon - p + 1 = \frac{2e}{\lambda_0} (1 - a) \quad \text{avec} \quad a = \frac{\lambda_0}{2e} (p - 1 + \varepsilon)$$

Un calcul d'ordre de grandeur nous indique que la valeur de a est toujours très petite $a \ll 1$, nous permettant de faire un développement limité pour k^2 :

$$k^2 = \left(\frac{2e}{\lambda_0} \right)^2 (1 - a)^2 \approx \left(\frac{2e}{\lambda_0} \right)^2 (1 - 2a)$$

nous permettant de réécrire :

$$\frac{R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2}{R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2} \approx \frac{a\lambda_0}{\Delta \lambda} = \frac{\lambda_0^2}{2e\Delta \lambda} (p - 1 + \varepsilon)$$

L'excédent fractionnaire ε étant difficile à estimer, nous pourrions tracer un graphe représentant $(R_{\lambda_2}^2 + R_{\lambda_1}^2)/(R_{\lambda_2}^2 - R_{\lambda_1}^2)$ en fonction de p . La pente $(\lambda_0^2/2e\Delta \lambda)$ de la droite permet alors d'obtenir l'écart spectral $\Delta \lambda$ cherché.

3.7 Effet Zeeman $\perp \vec{B}$

L'application d'un champ magnétique produit une subdivision des anneaux à p constant. L'image ci-dessous est obtenu perpendiculairement à un un champ magnétique :

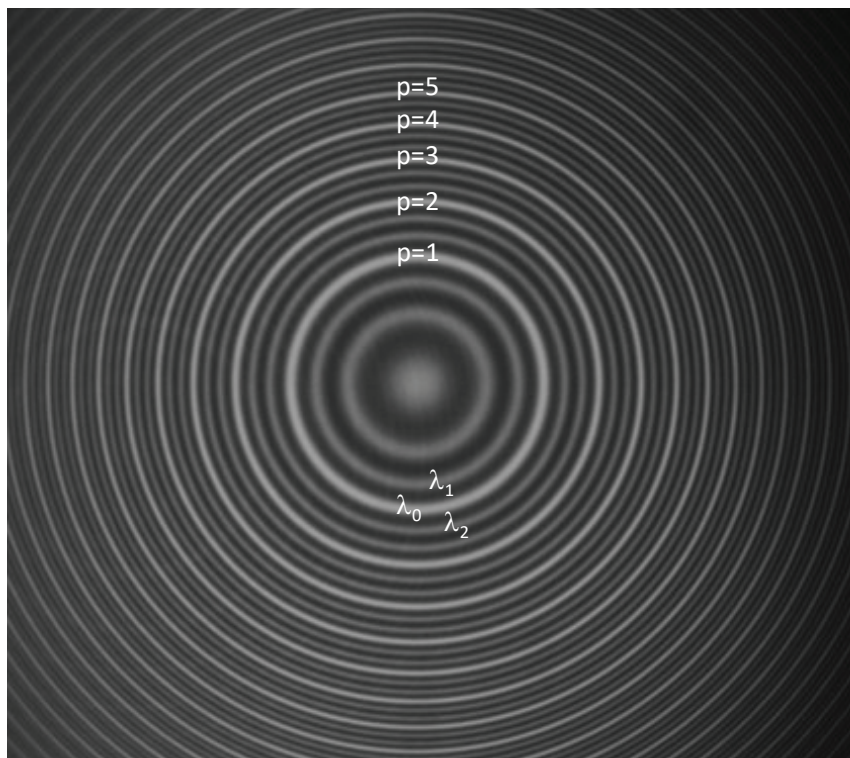


Fig. 6 – Effet Zeeman $\perp \vec{B}$. Triplement des anneaux ($B = 380 \text{ mT}$) ($\lambda_1 > \lambda_0 > \lambda_2$)

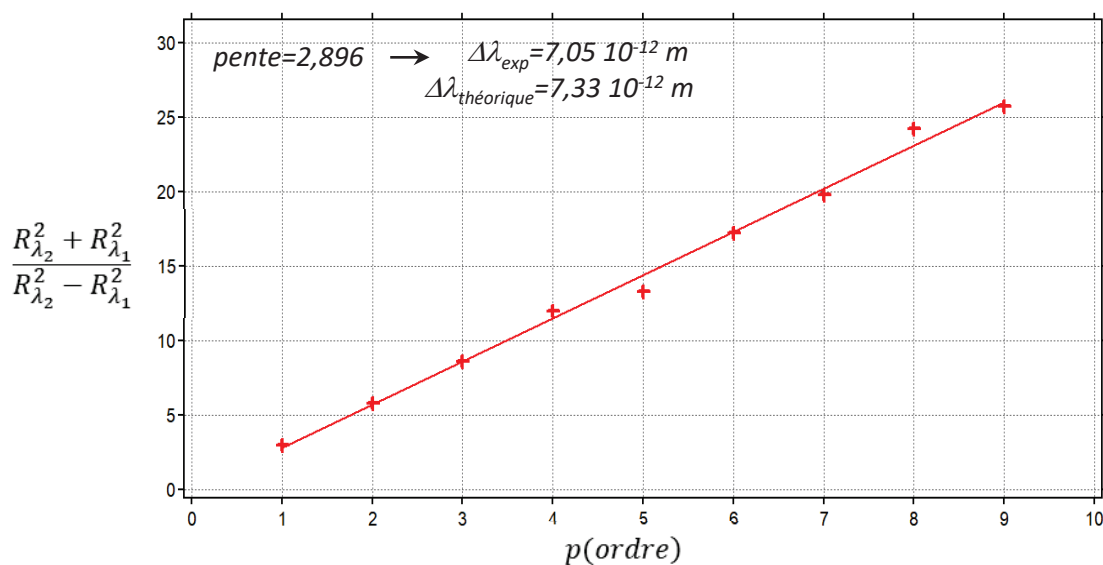


Fig. 7 – Détermination de l'écart spectral $\perp \vec{B}$ ($B=380 \text{ mT}$)

La valeur théorique est donnée par le calcul de la mécanique quantique (voir chapitre 2.2). On étudiera la polarisation des différents anneaux π , σ^+ et σ^- .

3.8 Effet Zeeman // \vec{B}

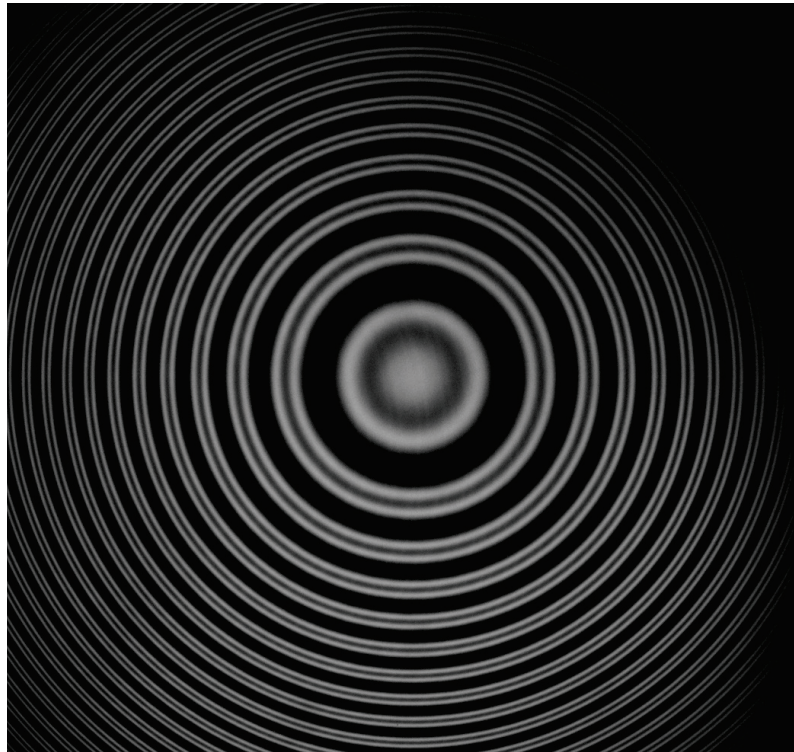


Fig. 8 – Effet Zeeman // \vec{B} . Dédoublé des anneaux (λ_1, λ_2), λ_0 absente

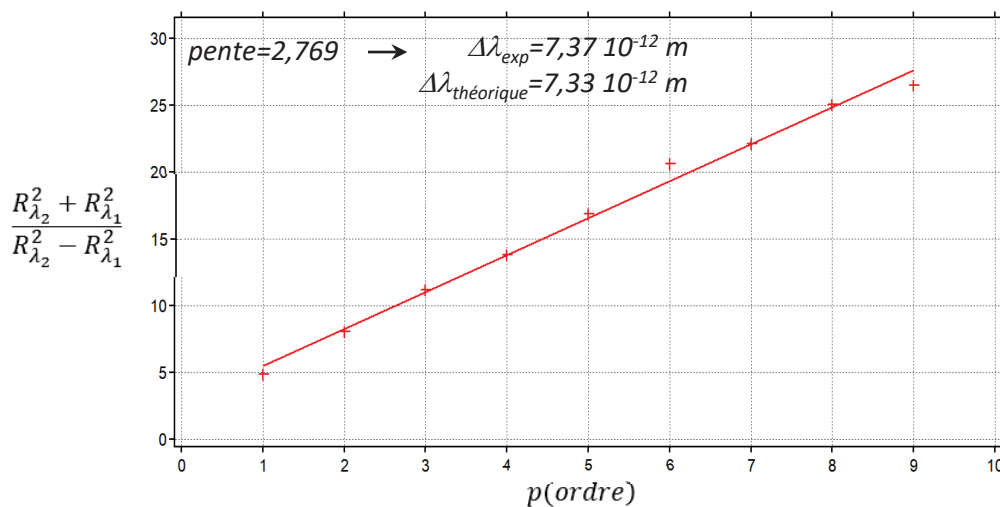


Fig. 9 – Détermination de l'écart spectral // \vec{B} ($B=380$ mT)

La mesure de la distance e entre les deux miroirs du F.P peut s'effectuer très précisément à l'aide d'un pied à coulisse électronique en mesurant l'écartement entre les armatures du F.P lorsque ce dernier est complètement ouvert et l'écartement entre les armatures du F.P lorsque les miroirs se touchent.

Attention de ne pas toucher aux miroirs avec le pied à coulisse.

$e_{max} = 10,15mm$ correspond à l'écartement maximum du F.P.

La mesure du champ B s'effectuera en enlevant la lampe spectrale de l'entrefer de l'électro-aimant pour éviter une surchauffe du capteur à effet hall.

On étudiera la polarisation des anneaux σ^+ et σ^- .