
Compte-rendu de TP :

TP Interféromètre de Fabry-Perot

BENZAON Nathan et BONNEMORT Rémy

Groupe A3

M1 de Physique Fondamentale

Date : 18 Avril 2019

Sommaire

Introduction	1
Réglages de l'interféromètre de Fabry-Perot	1
I. Réglages collimateur et lunette	1
II. Réglages grossiers	1
III. Réglages fins	2
1) Sans filtre	2
2) Avec filtre	3
<i>a. Avec diaphragme</i>	4
Mesure de la fréquence de la radiation quasi-monochromatique $\lambda = 5460\text{\AA}$	4
I. Détermination de la finesse	4
Fabry-Perot à épaisseur balayable	8
I. Principe de l'expérience	8
II. Paramètres expérimentaux	8
1) Tension de commande en "dent de scie"	8
2) Visualisation de l'intensité $I(t)$ à la sortie de l'interféromètre	9
3) Détermination de la finesse apparente	10
Amélioration de la sensibilité de l'interféromètre	10
I. Mesure pour $e_0 \approx 5\text{ mm}$	11
II. Mesure pour $e_0 \approx 2\text{ cm}$	12
Détermination de la finesse et de la longueur de la cavité laser	13
I. Mesure pour $e_0 \approx 4\text{ cm}$	13
II. Mesure pour $e_0 \approx 6\text{ cm}$	14
III. Détermination de la longueur de la cavité laser	15
Conclusion	15

Introduction

Interféromètre de Fabry-Perot

Un interféromètre de Fabry-Perot est constitué de deux lames parallèles fortement réfléchissantes. Nous pouvons régler de façon indépendante les deux lames de façon grossière et fine. Un faisceau incident donne donc naissance, suite à de multiples réflexions, à plusieurs faisceaux secondaires qui peuvent interférer entre eux.

Objectifs du TP

- Régler un interféromètre de Fabry-Perot,
- Déterminer expérimentalement la finesse d'un interféromètre,
- Remonter à la longueur d'une cavité laser

Réglages de l'interféromètre de Fabry-Perot

I. Réglages collimateur et lunette

Pour régler l'interféromètre de Fabry-Perot, nous utilisons un collimateur et une lunette. Le collimateur permet de créer, à partir d'un point source lumineux, un faisceau parallèle en sortie. À l'aide d'une lunette, nous observons nettement à la fois l'image de la source et les réticules.

II. Réglages grossiers

Nous plaçons, entre le collimateur et la lunette, l'interféromètre de Fabry-Perot. Nous observons au travers de la lunette différentes tâches lumineuses. Les vis de réglage grossier font apparaître des trainées lumineuses au niveau des tâches.

Lorsqu'il n'y a plus de trainées apparentes, cela signifie que les deux miroirs sont grossièrement parallèles.

Une fois ce réglage effectué, nous ne sommes pas censé voir des anneaux car le faisceau incident est parallèle. Or, les différents anneaux sont dépendants de l'angle de l'incidence du faisceau. Dans ce montage, tous les angles étant égaux, nous ne voyons donc pas d'anneaux. Cependant, l'éclairage n'étant parfaitement orthogonal aux lames de l'interféromètre, le faisceau est un peu incliné par rapport à la normale. Ainsi, nous observons tout de même des anneaux.

Nous observons au travers de la lunette :

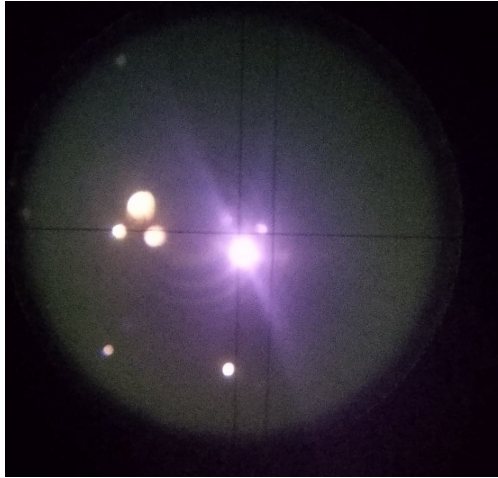


FIGURE 1 – Vue à la lunette lors des réglages grossiers

III. Réglages fins

1) Sans filtre

Pour régler plus finement le parallélisme des deux lames de l'interféromètre, nous remplaçons la lumière issue du collimateur par une lampe à vapeur de mercure. Nous observons, comme le parallélisme grossier est assuré, des anneaux. Nous observons les anneaux de la figure suivante :

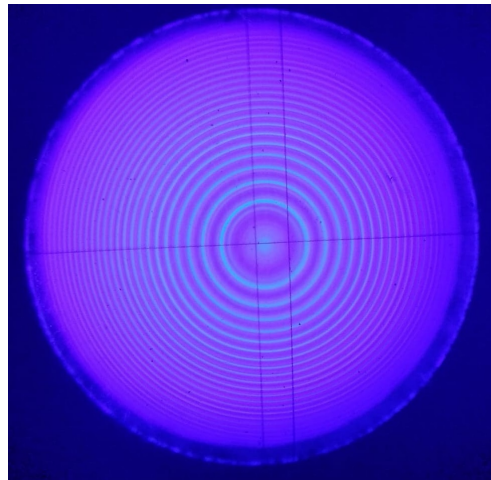


FIGURE 2 – Vue à la lunette des anneaux observés lors du réglage fin

En tournant les vis de réglage fin, nous réglons la stabilité des anneaux, en regardant au travers de la lunette, sur les trois axes définis par les diamètres passant par les vis de réglage grossier.

Sur cette image, nous pouvons apercevoir différentes couleurs car la lampe à vapeur de mercure n'est pas monochromatique. En effet, le diamètre des anneaux dépend de la longueur d'onde car il est dépendant de la fréquence. Le diamètre des anneaux est donné par la formule suivante :

$$D(\nu, p) = \sqrt{8f^2 \left(1 - p \frac{c_0}{2e\nu}\right)} \quad (\text{III . 11})$$

Avec f la focale soit de la lunette ou du cristallin, p l'ordre d'interférence et ν la fréquence donc la longueur d'onde incidente.

Ainsi, les anneaux d'une même couleur correspondent aux différents ordres d'interférence d'une même longueur d'onde. Les anneaux de couleur différente correspondent à des longueurs d'onde différentes.

L'axe de la lunette est orthogonal aux plans des deux miroirs. L'éclairement optimal est obtenu lorsque la source de lumière est placée également sur l'axe optique.

À l'œil, nous pouvons observer des anneaux en fonction de la distance entre l'œil et le miroir de sortie de l'interféromètre de Fabry-Perot. Le cristallin joue le rôle de l'objectif de la lunette et la rétine assure le rôle de plan focal image du cristallin. Les interférences étant localisées à l'infini, un œil verra les anneaux lorsqu'il accommode à l'infini.

2) Avec filtre

Nous plaçons un filtre avant la lunette et nous observons plus que des anneaux de couleur verte. Ainsi, il semblerait que le filtre permette de laisser passer qu'une unique longueur d'onde. Les anneaux sont donc plus fins et la figure d'interférence a un meilleur contraste. Nous voyons donc sur la figure suivante uniquement les différents ordres d'interférence d'une unique longueur d'onde.

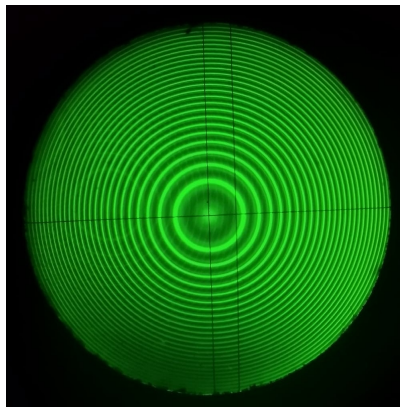


FIGURE 3 – Anneaux de couleur verte observés à la lunette sans diaphragme

a. Avec diaphragme

Nous plaçons, en plus du filtre vert, un diaphragme juste après le diffuseur. Nous obtenons une figure d'interférences plus contrastée et les anneaux semblent plus fins. Ceci est dû au fait, qu'en plaçant un diaphragme, la cohérence spatiale est meilleure, ce qui entraîne une augmentation du rapport signal sur bruit. Le bruit dû à la diffusion est donc amoindri.

Nous voyons à la lunette :

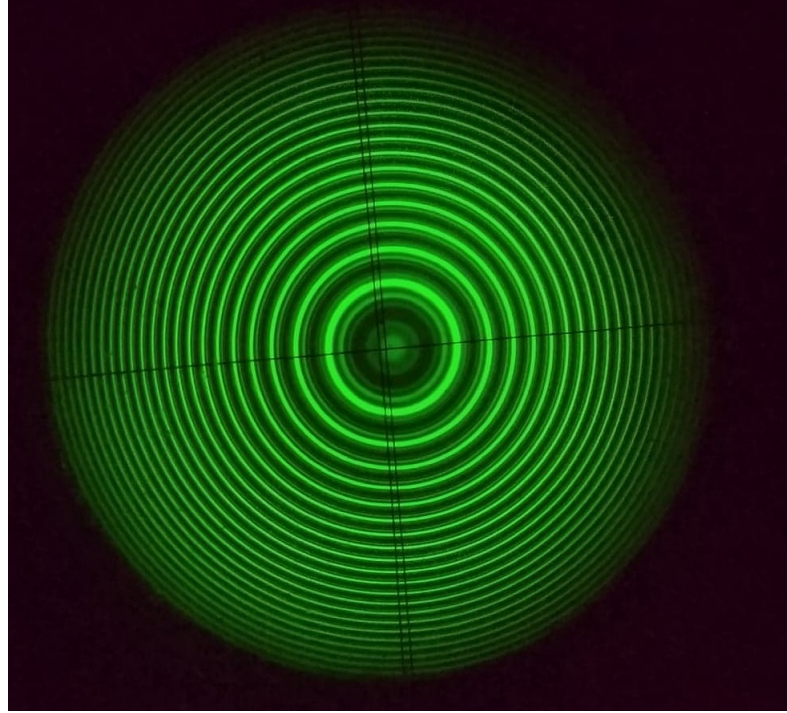


FIGURE 4 – Anneaux de couleur verte observés avec un diaphragme

Mesure de la fréquence de la radiation quasi-monochromatique $\lambda = 5460\text{\AA}$

Nous déterminons ν_0 par la formule suivante : $c_0 = \lambda\nu_0 \Leftrightarrow \nu_0 = \frac{c_0}{\lambda} \approx 5.49.10^{14} \text{ Hz}$.

I. Détermination de la finesse

Le diamètre des anneaux est donné par :

$$D^2(\nu, p) = 8f^2 - p \left(\frac{8f^2 c_0}{2e\nu_0} \right)$$

De plus, pour un même ordre, nous pouvons montrer que :

$$D_{max}^2(p) - D_{min}^2(p) = \frac{8f^2c_0}{2e\nu_0} \frac{1}{\mathcal{F}}$$

Dans les formules précédentes, f est la distance focale de l'objectif de la lunette, e est l'épaisseur entre les deux lames de l'interféromètre, c_0 est la vitesse de la lumière dans le vide, p est l'ordre d'interférence, ν est la fréquence de l'onde incidente et \mathcal{F} est la finesse de l'interféromètre.

Pour déterminer la finesse de notre interféromètre, nous devons dans un premier temps déterminer la valeur du coefficient $\frac{8f^2c_0}{2e\nu_0}$. Pour ce faire, nous utilisons une photo des anneaux sur laquelle nous mesurons physiquement la distance à l'aide du vernier du réticule. Ainsi, nous pouvons convertir les distances mesurées en pixels sur la photo en longueurs en mètre.

À l'aide du logiciel imageJ, nous mesurons les diamètres extérieur et intérieur des anneaux pour différents ordres en pixels. Cette mesure est convertie en mètre. Nous pouvons donc tracer la variation de $D^2(\nu, p)$ en fonction de l'ordre p . Nous rentrons les données avec les incertitudes de mesure dans le logiciel Regressi. Nous prenons une incertitude de 2 pixels pour les mesures de longueur. Le logiciel Regressi nous renvoie, par méthode différentielle, l'incertitude sur $D^2(\nu_0, p)$. Nous obtenons les deux graphes suivant :

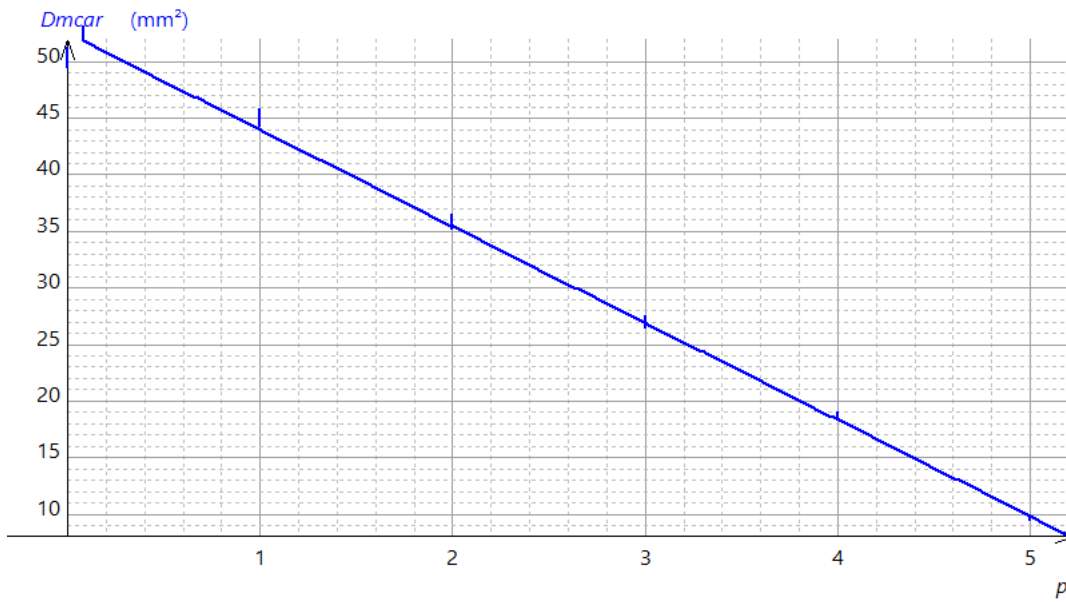


FIGURE 5 – Tracé de D_{max}^2 en fonction de l'ordre d'interférence p

Nous modélisons les points de mesures par un modèle linéaire : $D_{max}^2 = a \times p + b$. Le logiciel Regressi renvoie : $a = (-8.3 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ et $b = (51.9 \pm 1.3) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. De plus, le logiciel précise le coefficient de corrélation $R = 0.998$.

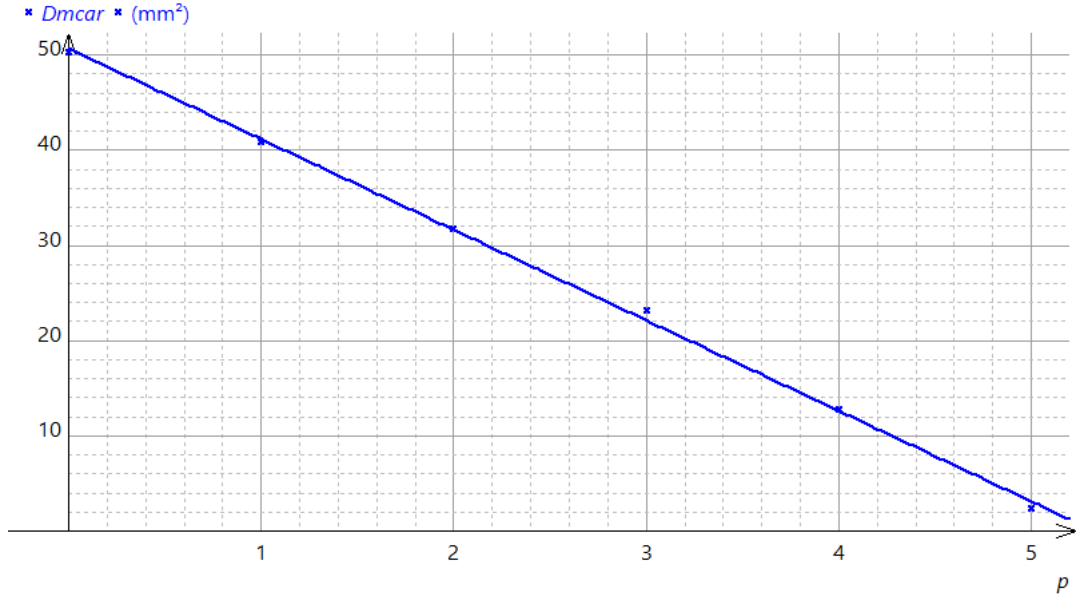


FIGURE 6 – Tracé de D_{min}^2 en fonction de l'ordre d'interférence p

Nous modélisons les points de mesures par un modèle linéaire : $D_{min}^2 = a1 \times p + b1$. Le logiciel Regressi renvoie : $a1 = (-9.5 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$ et $b = (50.7 \pm 1.4) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. De plus, le logiciel précise le coefficient de corrélation $R = 0.999$.

Ainsi, en faisant la moyenne des coefficients a et $a1$, nous obtenons $\langle a \rangle = (8.9 \pm 0.5) \cdot 10^{-6} \text{ m}^2$. L'incertitude sur cette valeur est estimée par méthode différentielle, $\delta \langle a \rangle = \delta \left(\frac{a + a1}{2} \right) = \frac{\delta a + \delta a1}{2}$. La valeur de b ne nous intéresse pas vraiment mais nous pourrions trouver sa valeur moyenne de la même façon.

La focale de l'objectif de la lunette étant $f = 130 \text{ mm}$. De plus, l'épaisseur moyenne entre les deux miroirs est d'environ 4 mm. Ainsi, nous obtenons théoriquement,

$$\frac{8f^2 c_0}{2e\nu_0} = \frac{8f^2 \lambda}{2e} \approx 9.23 \cdot 10^{-6} \text{ m}^2.$$

Ainsi la valeur théorique de ce même coefficient appelée $\langle a \rangle$ précédemment semble concorder avec la valeur théorique que nous venons de calculer.

Maintenant que nous connaissons la valeur du coefficient $\frac{8f^2 c_0}{2e\nu}$, nous pouvons, en calculant la différence entre les deux diamètres extrêmes d'un même ordre, déterminer la finesse de notre interféromètre. En effet, pour les six ordres étudiés, nous calculons \mathcal{F} à l'aide de la formule suivante :

$$\mathcal{F} = \frac{8f^2 c_0}{2e\nu_0} \frac{1}{D_{max}^2 - D_{min}^2}$$

Nous obtenons donc six valeurs différentes de \mathcal{F} à cause des légères variations de mesure des diamètres. Ainsi en effectuant la moyenne et en déterminant l'incertitude par méthode différentielle. Nous trouvons :

$$\mathcal{F} = (1.9 \pm 0.4)$$

Pour notre mesure, nous utilisons un faisceau divergent, ainsi la plus grande contribution à $\mathcal{F} = \mathcal{F}_A$ est due à la largeur spectrale de la source. Ainsi, nous pouvons remonter à la largeur spectrale de la source par :

$$\mathcal{F} \approx \frac{1}{\Delta\nu} \frac{c_0}{2e_0} \Leftrightarrow \Delta\nu \approx \frac{c_0}{2e_0\mathcal{F}}$$

Nous trouvons ainsi, $\Delta\nu \approx (20 \pm 4)$ GHz .

Nous pouvons donc représenter la largeur à mi-hauteur ($\Delta\nu$) et la longueur d'onde moyenne (ν_0) sur le schéma suivant :

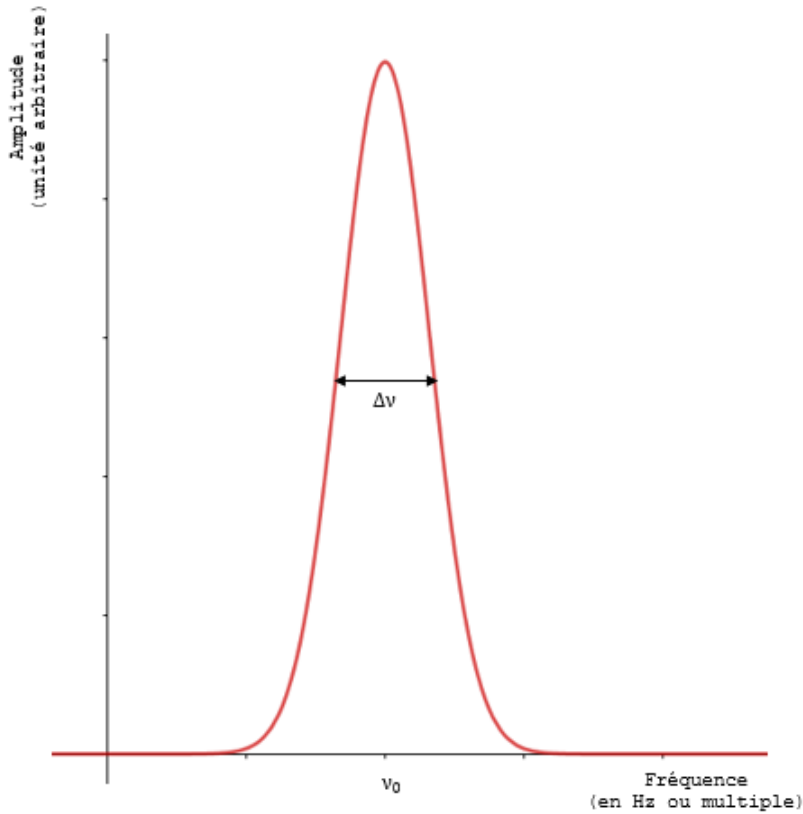


FIGURE 7 – Représentation graphique de la distribution spectrale de la source

Il est à noter que sur cette figure, le zoom est très important. Physiquement $\Delta\nu$ est très faible, ainsi cette distribution ressemble plutôt à une distribution de dirac. En effet, le rapport $\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = (3.6 \pm 0.7) \cdot 10^{-5}$, nous nous attendons plutôt à une représentation sous la forme d'un Dirac.

En comparaison, les longueurs d'onde du visible s'étendent de 400 nm à 800 nm. Donc les fréquences visibles s'étendent de $3.75 \cdot 10^{14}$ Hz à $7.5 \cdot 10^{14}$ Hz. D'où $\Delta\nu_{visible} = 3.75 \cdot 10^{14}$ Hz. Donc $\frac{\Delta\nu_{visible}}{\Delta\nu} \approx 1.9 \cdot 10^4$. La largeur spectrale de la source est donc bien plus faible que la largeur spectrale du visible.

Fabry-Perot à épaisseur balayable

I. Principe de l'expérience

À l'aide de moteurs piezoélectriques, nous faisons varier de manière contrôlée la distance entre les deux miroirs de l'interféromètre de Fabry-Perot. Pour ce faire, nous appliquons une rampe de tension sur l'un des deux miroirs.

Le montage utilisé est décrit sur la figure suivante :

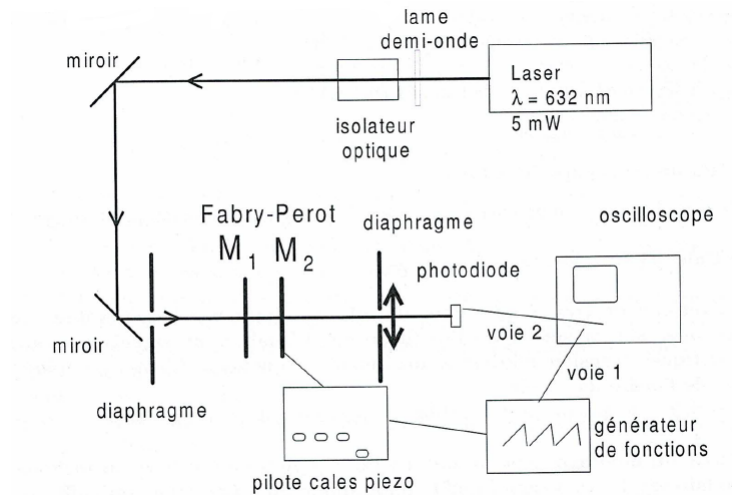


FIGURE 8 – Schéma du montage utilisé (figure issue du sujet de TP)

II. Paramètres expérimentaux

Le faisceau laser incident est quasi-monochromatique de longueur d'onde $\lambda_{laser} = 632$ nm. Ainsi, nous déterminons $\nu_{laser} = \frac{c_0}{\lambda_{laser}} = 4.75 \cdot 10^{14}$ Hz.

1) Tension de commande en "dent de scie"

Nous appliquons une tension de commande en "dent de scie" (rampe de tension) paramétrée telle que : $V_{max} = (6.96 \pm 0.05)$ V, $V_{min} = (680.0 \pm 0.05)$ mV et $f_{osc} = (9.96 \pm 0.01)$ Hz. Les incertitudes données pour ces valeurs sont déterminées à partir des fluctuations des digits affichés par l'oscilloscope. Dans le cas où aucune fluctuation n'est visible, l'incertitude est évaluée à la moitié du digit non affiché.

2) Visualisation de l'intensité $I(t)$ à la sortie de l'interféromètre

Sur l'oscilloscope, nous visualisons ce qui suit :

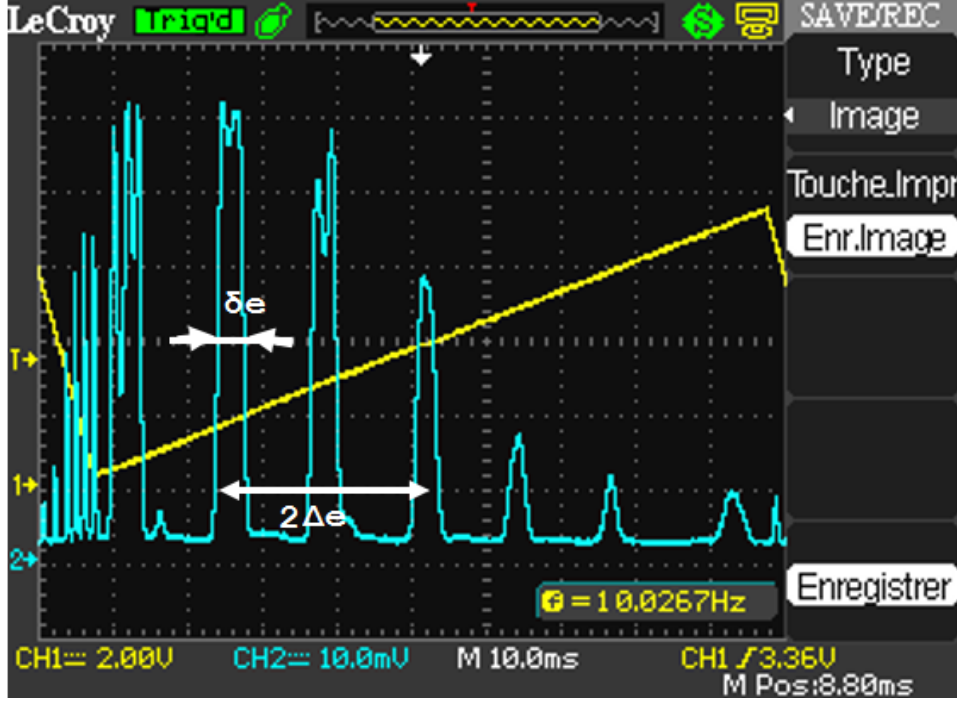


FIGURE 9 – Capture d'écran de l'oscilloscope : Intensité transmise pour $e_0 \approx 5$ mm

La courbe en jaune représente la rampe de tension qui alimente les moteurs piezoélectriques. La courbe en bleu représente l'intensité obtenue au niveau de la photodiode après l'interféromètre de Fabry-Perot, il s'agit donc de l'intensité transmise par l'interféromètre.

Un pic de transmission est visible si et seulement si $\nu\tau = p$ où p est un entier et $\tau = \frac{2e}{c_0}$. Autrement dit nous devons voir théoriquement un pic de résonance si et seulement si $\nu \frac{2e}{c_0} = p \Leftrightarrow \frac{2e}{\lambda} = p \Leftrightarrow e = p \frac{\lambda}{2}$. L'épaisseur entre les deux miroirs doit donc être un multiple demi-entier de la longueur d'onde incidente.

Lorsque la tension de commande augmente, l'épaisseur entre les deux miroirs augmente. Ainsi, nous observons différents ordres d'interférence. Nous remarquons sur la figure précédente que l'intensité de ces pics n'est pas constante. Ceci est sans doute dû au fait que les miroirs ne sont pas parfaitement parallèles. Donc plus l'épaisseur augmente, plus cet effet de non parallélisme augmente et moins l'intensité du pic de résonance est importante. Enfin, nous constatons, lors de la diminution de la tension de commande, que tous les pics de résonance sont condensés sur un faible instant. Ceci s'explique par le fait que dans la chute de la rampe de tension, toutes les valeurs de tension sont balayées rapidement.

Sur la partie montante de la rampe de tension, nous visualisons sept pics de résonance. Ainsi, il semblerait, que pour la gamme d'épaisseur entre les deux miroirs couverte par les moteurs piezoélectriques, seulement sept ordres d'interférence existent.

L'épaisseur balayée est donc donnée par $e = 7 \times \frac{\lambda}{2} = 2.21 \text{ } \mu\text{m}$. Nous remarquons que cette épaisseur balayée est très inférieure à la valeur de l'épaisseur initiale $e_0 = 5 \text{ mm}$.

L'intensité transmise est totalement indépendante de la tension de commande, ainsi une réduction de l'amplitude de la rampe de tension ne modifiera pas l'amplitude des pics de résonance. De plus, il est possible que si la rampe de tension est trop fortement diminuée alors certains modes n'apparaissent plus. En effet, une diminution de la rampe de tension entraîne une diminution de l'épaisseur balayée et donc possiblement une diminution d'un ordre d'interférence.

3) Détermination de la finesse apparente

La finesse apparente est définie comme : $\mathcal{F}_A = \frac{\Delta e}{\delta e}$.

Remarque : Pour tous les calculs de finesse apparente, Δe et δe sont censés être des valeurs en mètre, cependant comme il s'agit d'un rapport nous utiliserons directement les valeurs mesurées en secondes à l'aide de l'oscilloscope.

Nous mesurons $2\Delta e = (25.2 \pm 0.4) \text{ ms}$ et $\delta e = (3.36 \pm 0.08) \text{ ms}$. Les incertitudes sont estimées à partir des variations liées au déplacement des curseurs de leur épaisseur.

Nous estimons l'incertitude sur la finesse apparente par méthode différentielle, donc :

$$\delta \mathcal{F}_A = \frac{\Delta e \delta(\delta e) + \delta e \delta \Delta e}{\delta e^2}$$

Nous trouvons donc : $\mathcal{F}_A = 3.75 \pm 0.15$. Nous pouvons comparer cette valeur par rapport à $\mathcal{F}_R(R = 0.99) = \frac{\pi\sqrt{R}}{1-R} \approx 313$. Ainsi la finesse apparente de notre montage est très inférieure à la limite de la finesse idéale. Nous en concluons que notre montage n'est pas parfaitement bien réglé. Cette conclusion semble en accord avec les signaux visualisés sur l'oscilloscope. Les réglages du faisceau laser n'étaient pas optimaux. En effet, le faisceau laser n'était pas centré sur le second miroir du faisceau.

Amélioration de la sensibilité de l'interféromètre

Le laser que nous considérons comme monochromatique dans la partie précédente émet en fait plusieurs modes spectraux et n'est donc pas monochromatique. Nous estimons la longueur de la cavité laser $\mathcal{L} = 20 \text{ cm}$. Cette mesure est peu précise, c'est pourquoi nous la donnons avec une incertitude de 2 cm. Nous pouvons donc déterminer l'écart fréquentiel entre deux modes spectraux du laser et son incertitude par méthode différentielle :

$$\delta \nu_{laser} = \frac{c_0}{2\mathcal{L}} \text{ et } \delta(\delta \nu_{laser}) = \frac{c_0}{2} \frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}^2}$$

Nous calculons donc : $\delta\nu_{laser} = (7.5 \pm 0.8).10^8$ Hz. Cette valeur est uniquement une estimation car la longueur de la cavité a été déterminée peu précisément.

I. Mesure pour $e_0 \approx 5$ mm

Lorsque deux fréquences sont séparées de $\delta\nu$, nous pouvons montrer que $\delta\nu = \frac{x}{y} \frac{c_0}{2e_0}$ où x est l'écart entre les deux pics contenus dans un pic d'un même ordre et y est la distance entre deux pics. La distance e_0 représente l'épaisseur entre les deux miroirs de l'interféromètre de Fabry-Perot et a été prise à 5 mm. Les notations sont précisées sur la figure suivante :

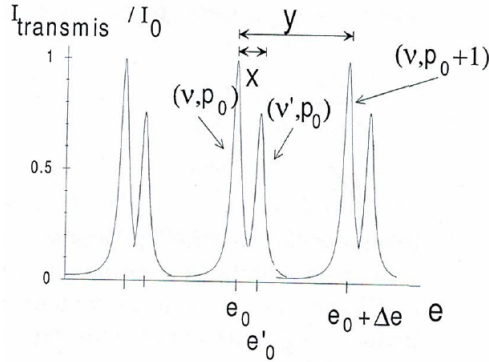


FIGURE 10 – Présentation des notations sur un schéma représentant l'intensité transmise en fonction du temps

Nous cherchons à déterminer la distance x . Pour ce faire, nous utilisons :

$$\delta\nu_{laser} = \frac{x}{y} \frac{c_0}{2e_0} \Leftrightarrow \frac{c_0}{2\mathcal{L}} = \frac{x}{y} \frac{c_0}{2e_0} \Leftrightarrow x = y \frac{e_0}{\mathcal{L}}$$

Nous pouvons estimer l'incertitude sur cette valeur par méthode différentielle :

$$\delta x = \frac{e_0}{\mathcal{L}} \delta y + \frac{y}{\mathcal{L}} \delta e_0 + y e_0 \frac{\delta \mathcal{L}}{\mathcal{L}^2}$$

L'incertitude sur y est déterminée à partir des variations dues à la position des curseurs sur l'oscilloscope. L'incertitude sur \mathcal{L} a été détaillée précédemment. Enfin, l'incertitude sur e_0 , distance entre les deux miroirs de l'interféromètre, est estimée à 0.1 mm.

Nous mesurons $y = (12.6 \pm 0.2)$ ms. Ainsi, nous trouvons $x = (315 \pm 43)$ μ s.

Pour être mesurable, nous devons vérifier que x est supérieur au rapport $\frac{y}{\mathcal{F}_A}$, c'est-à-dire que cet écart est supérieur à la largeur d'un pic. Nous estimons l'incertitude sur ce rapport par méthode différentielle, d'où : $\delta \left(\frac{y}{\mathcal{F}_A} \right) = \frac{y \delta \mathcal{F}_A + \mathcal{F}_A \delta y}{\mathcal{F}_A^2}$. Or, nous avons déterminé $\mathcal{F}_A = 3.75 \pm 0.15$. Nous mesurons donc :

$$\frac{y}{\mathcal{F}_A} = (3.4 \pm 0.2) \text{ ms} \gg x$$

Ainsi, à priori, nous ne pouvons pas mesurer x avec le montage tel qu'il est disposé.

II. Mesure pour $e_0 \approx 2$ cm

Nous modifions le montage précédent pour obtenir une distance entre les deux miroirs de l'interféromètre $e_0 = 2$ cm. (au lieu de 5 mm précédemment).

Nous observons alors l'intensité suivante sur l'oscilloscope :

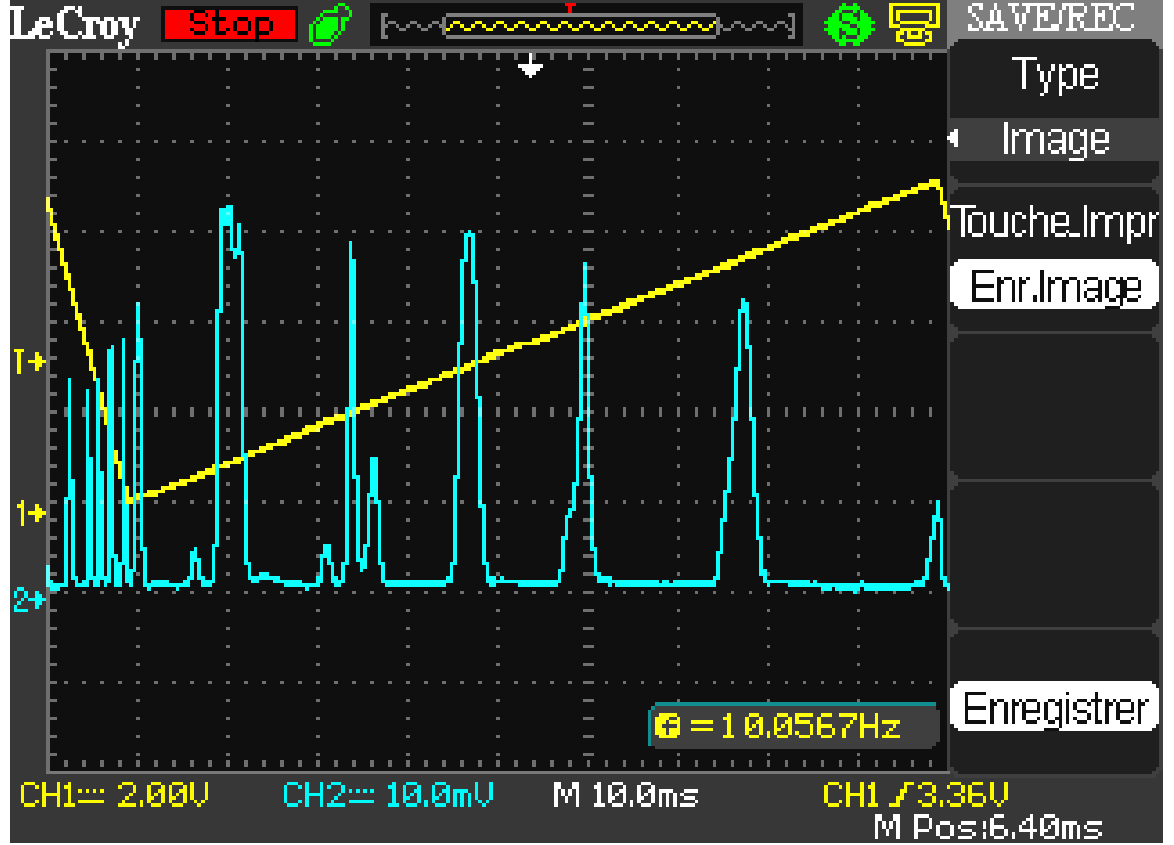


FIGURE 11 – Capture d'écran de l'oscilloscope : Intensité transmise pour $e_0 \approx 2$ cm

Nous constatons sur la figure précédente qu'il apparait des interférences destructives au niveau des pics de transmission. Nous constatons, en effet, que certains pics se décomposent en deux avec une intensité nulle au centre. Cette forme est caractéristique des interférences destructives.

Pour déterminer la finesse apparente, nous effectuons les mesures de δe et Δe . Nous utilisons la même définition de ces valeurs que pour la figure 9.

Nous mesurons $\delta e = (2.36 \pm 0.04)$ ms et $\Delta e = (12.9 \pm 0.2)$ ms. Ainsi, nous déterminons la finesse apparente comme $\mathcal{F}_A = \frac{\Delta e}{\delta e}$ et son incertitude $\delta \mathcal{F}_A = \frac{\Delta e \delta(\delta e) + \delta e \delta \Delta e}{\delta e^2}$. Nous trouvons : $\mathcal{F}_A = (5.5 \pm 0.3)$. Nous remarquons une augmentation de la finesse apparente. Ceci n'est pas totalement cohérent avec l'attente théorique car, dans le cas d'un laser, la finesse apparente est censé être indépendante de la distance e_0 entre les miroirs.

Détermination de la finesse et de la longueur de la cavité laser

I. Mesure pour $e_0 \approx 4$ cm

Pour mener cette étude, nous modifions la distance entre les deux miroirs de l'interféromètre de sorte que $e_0 \approx 4$ cm.

Nous obtenons l'intensité transmise en fonction du temps sur la figure suivante :

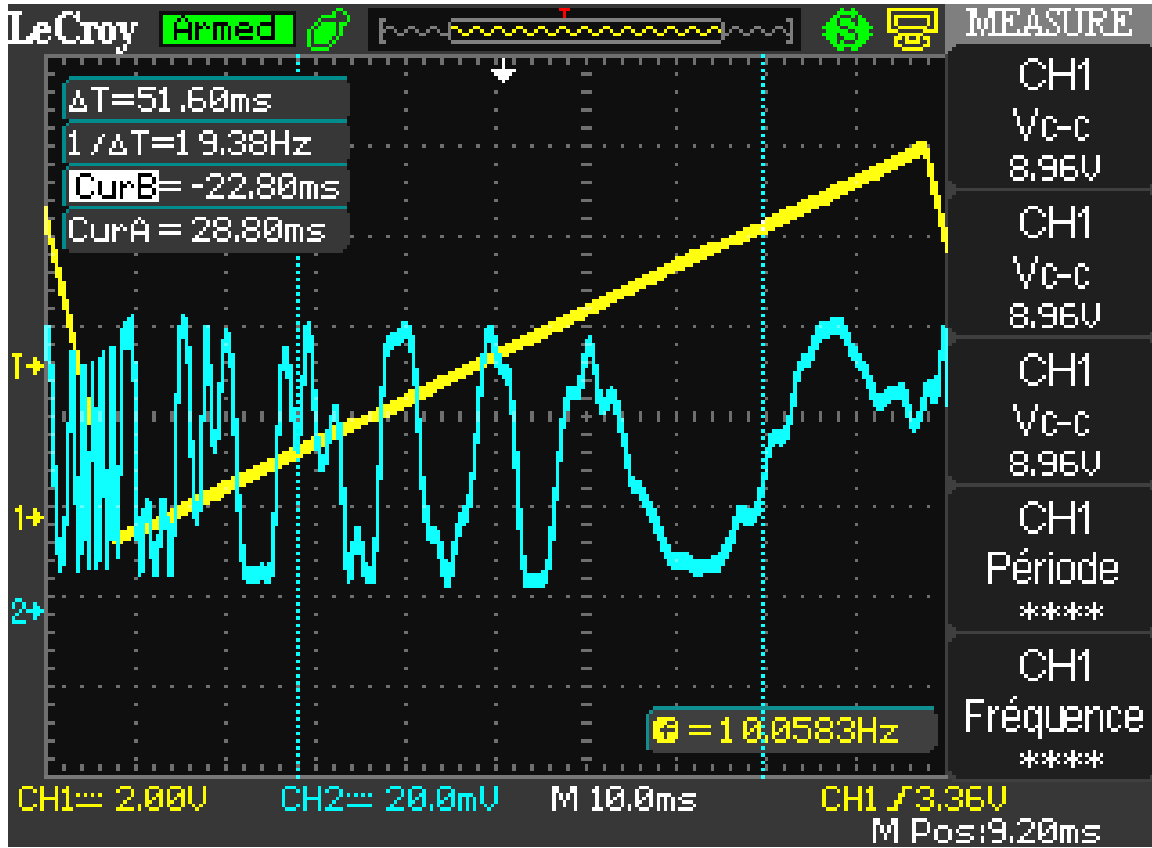


FIGURE 12 – Capture d'écran de l'oscilloscope : Intensité transmise pour $e_0 \approx 4$ cm

En effectuant les mêmes mesures que précédemment, nous calculons la finesse apparente. Nous mesurons $\delta e = (4.10 \pm 0.08)$ ms et $\Delta e = (21.6 \pm 0.4)$ ms. Ainsi, nous déterminons :

$$\mathcal{F}_A = 5.3 \pm 0.2$$

Dans le cas d'un laser (faisceau parallèle), la finesse apparente ne dépend quasiment plus de e_0 . En effet, nous pouvons décomposer, théoriquement, la finesse apparente comme :

$$\frac{1}{\mathcal{F}_A} = \left[\frac{1}{\mathcal{F}_R^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_{def}^2} + \frac{1}{\mathcal{F}_{es}^2} \right]^{\frac{1}{2}}$$

Dans cette formule, \mathcal{F}_A représente la finesse apparente que l'on mesure à l'aide du signal d'intensité transmise sur l'oscilloscope. \mathcal{F}_R représente la finesse idéale d'un interféromètre de Fabry-Perot et dépend uniquement du coefficient de réflexion des miroirs de l'interféromètre. Le coefficient \mathcal{F}_{def} est dû aux défauts de planéité des miroirs. Nous supposons que ce coefficient est très grand (voire infini) et n'influe donc pas sur la finesse apparente lors de nos manipulations. Enfin \mathcal{F}_{es} représente la contribution de la largeur spectrale de la source. Par définition, nous avons : $\mathcal{F}_{es} = \frac{c_0}{\Delta\nu e_0}$. Or, pour un laser, la largeur spectrale $\Delta\nu \rightarrow 0$. Ainsi, dans pour notre expérience, nous considérons également que ce coefficient est infini.

Nous constatons que la mesure de la finesse apparente pour $e_0 = 2$ cm et pour $e_0 = 4$ cm est aux incertitudes près identique. Les mesures expérimentales sont donc en accord avec nos attentes théoriques. Cependant, la mesure pour $e_0 = 5$ mm n'est pas du tout en accord avec nos attentes.

II. Mesure pour $e_0 \approx 6$ cm

En modifiant la distance entre les deux miroirs, nous obtenons la figure suivante :

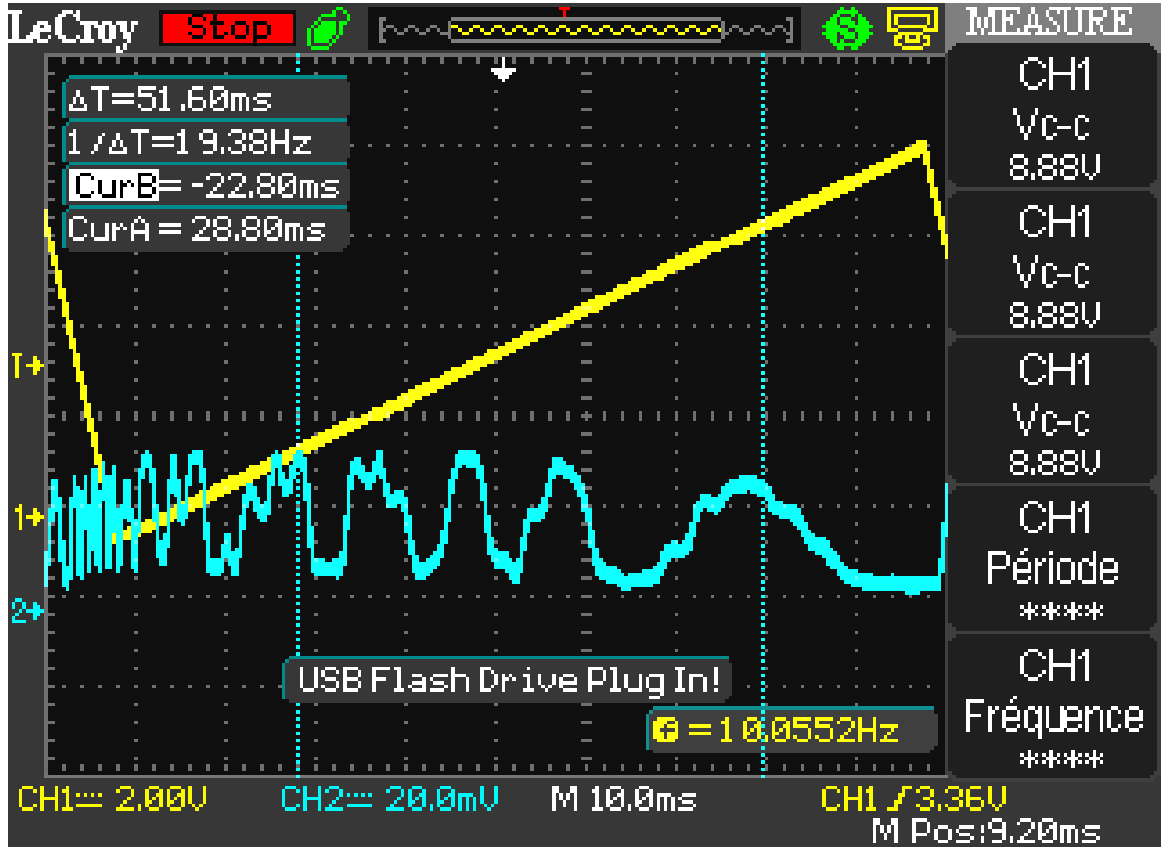


FIGURE 13 – Capture d'écran de l'oscilloscope : Intensité transmise pour $e_0 \approx 6$ cm

Nous mesurons sur cette figure, $\delta e = (2.92 \pm 0.08)$ ms et $\Delta e = (9.6 \pm 0.4)$ ms. Nous obtenons donc : $\mathcal{F}_A = (3.3 \pm 0.2)$. Nous constatons que cette valeur de la finesse apparente ne concorde pas avec les valeurs précédemment déterminées expérimentalement. Nous pouvons

penser que le parallélisme entre les deux miroirs n'est plus parfait pour une distance entre les deux miroirs trop grandes. Ceci influence donc la finesse de notre interféromètre et entraîne sa diminution.

En conclusion, nous trouvons pour $e_0 = 5$ mm et 6 cm, une finesse apparente proche de 3.5 et pour $e_0 = 2$ et 4 cm, une finesse plus proche de 5.5. Nous ne pouvons pas expliquer cette variation sauf par un défaut du montage.

III. Détermination de la longueur de la cavité laser

À partir des formules suivantes (que nous avons déjà utilisé dans les parties précédentes) :

$$\delta\nu_{laser} = \frac{c_0}{2\mathcal{L}} \text{ et } \delta\nu = \frac{x}{y} \frac{c_0}{2e_0} \text{ où } x \text{ et } y = \Delta e.$$

Nous montrons que :

$$\frac{c_0}{2\mathcal{L}} = \frac{x}{\Delta e} \frac{c_0}{2e_0} \Leftrightarrow \mathcal{L} = \frac{e_0 \Delta e}{x}$$

Nous pouvons également évalué l'incertitude sur la longueur de la cavité en différentiant la formule précédemment obtenue. Ainsi :

$$\delta\mathcal{L} = \frac{e_0 x \delta\Delta e + x \Delta e \delta e_0 + e_0 \Delta e \delta x}{x^2}$$

Les incertitudes sur Δe et x sont déterminées à partir des variations dues aux positionnement des curseurs pour la mesure. Nous considérons une incertitude sur e_0 de 0.5 cm pour 6 cm. Ainsi, une mesure sur l'oscilloscope du temps x entre deux pics d'un même mode permettrait de remonter à la longueur de la cavité avec son incertitude. Cependant, les signaux obtenus n'étant pas assez nets, nous n'avons pas pu qu'estimer une valeur de x . Nous mesurons $x = (2 \pm 1)$ ms. Ainsi, nous trouvons : $\mathcal{L} = (29 \pm 19)$ cm. Cette valeur permet juste d'obtenir un ordre de grandeur de la longueur de la cavité qui est donc d'une vingtaine de centimètres.

Remarque : Des signaux de meilleure qualité permettent d'obtenir une meilleure estimation de cette longueur.

Conclusion

L'interférométrie basée sur l'utilisation d'interféromètres de Fabry-Perot permet dans de bonnes conditions d'utilisation de mesurer des écarts fréquentiels très faibles. Néanmoins, notre montage n'étant pas parfaitement monté (faisceau laser non centré), les mesures d'intensité effectuées à l'oscilloscope sont faussées. Ceci explique les valeurs parfois aberrantes (finesses apparentes faibles par rapport aux valeurs des autres montages de la pièce par exemple) que nous avons pu trouver. Malgré tout, nous avons, lors de ce travaux pratique, régler un interféromètre de Fabry-Perot et nous sommes servis des propriétés optiques des interférences qui en sont issues afin de remonter à certaines caractéristiques (finesse apparente) de l'interféromètre lui-même ou bien aux propriétés de la cavité laser responsable de la création du faisceau laser incident.