

# TP-COURS N°2 - Interférométrie à deux ondes : l'interféromètre de Michelson

PC<sup>★</sup>2 - Saint-Louis

18 et 25 novembre 2008

## Introduction

L'interféromètre de Michelson a été inventé par Albert Michelson (1852-1931), prix Nobel de physique en 1907. Il conçut et utilisa son interféromètre pour tenter de déceler de très faibles variations de vitesse de la lumière qui auraient dû provenir du mouvement de la Terre par rapport à un hypothétique référentiel absolu. Le résultat négatif de cette expérience ouvrit la voie à la théorie de la relativité d'Einstein.

De nos jours cet appareil est très employé pour réaliser des mesures de grande précision (mesures de distances notamment). Le détecteur franco-italien d'ondes gravitationnelles VIRGO qui a été inauguré en 2003, est un interféromètre de Michelson géant dont les bras font 3 km de long.

L'étude théorique de l'interféromètre a été vue en cours et sera rappelée brièvement au début du TP. Dans ce TP-Cours nous aborderons les aspects pratiques, notamment :

- la manière d'éclairer l'appareil,
- la projection des figures d'interférence,
- les réglages de l'appareil pour obtenir les interférences et l'amener au contact optique.

Nous réaliserons en fin de TP quelques expériences avec un interféromètre réglé. D'autres exemples d'utilisation (étude de lames minces, spectrométrie par transformée de Fourier) seront vus dans un TP de la prochaine série.

## 1 Description de l'interféromètre

### 1.1 Visite guidée de l'appareil réel

L'interféromètre de Michelson (figure 1) est constitué d'éléments de haute qualité (à repérer sur l'interféromètre) :

- un miroir mobile ( $M_1$ ) placé sur l'axe  $Ox$  en un point  $O_1$  et sensiblement perpendiculaire à cet axe,
- un miroir fixe ( $M_2$ ) placé sur l'axe  $Oy$  en un point  $O_2$  et sensiblement perpendiculaire à cet axe,
- une lame traitée pour être semi-réfléchissante appelée *séparatrice* et une lame identique mais non traitée appelée *compensatrice*, inclinées de  $\frac{\pi}{4}$  par rapport aux axes  $Ox$  et  $Oy$ .

Ces deux lames constituent le *dispositif séparateur*.

Les segments  $OO_1$  et  $OO_2$  sont appelés les *bras de l'interféromètre*.

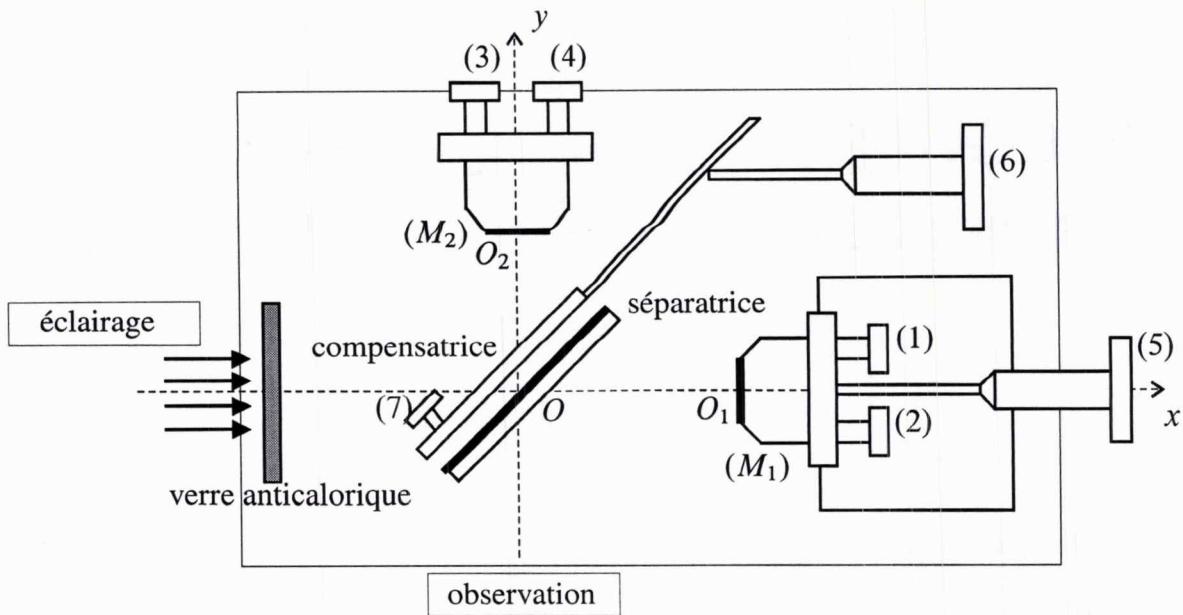


FIG. 1 – Interféromètre de Michelson.

Un verre anticalorique placé à l'entrée de l'interféromètre a pour rôle d'arrêter le rayonnement infrarouge qui pourrait chauffer et endommager les éléments de l'interféromètre.

Différentes vis de réglage permettent de modifier l'état de l'interféromètre (à repérer sur l'interféromètre) :

- Les vis (1) et (2) permettent de régler l'orientation du miroir mobile ( $M_1$ ) ; ce sont des vis de réglage grossier.
- Les vis (3) et (4) permettent de régler l'orientation du miroir fixe ( $M_2$ ) ; ce sont des vis de réglage fin.
- La vis (5) permet de déplacer en translation le miroir mobile ( $M_1$ ).
- Les vis (6) et (7) permettent de régler l'orientation de la compensatrice afin d'obtenir un très bon parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice.

La source est placée dans la partie  $x < 0$  sur la figure 1, l'écran d'observation dans la région  $y < 0$ , perpendiculairement à l'axe  $Oy$ .

Les vis de réglage permettent une rotation autour d'un axe perpendiculaire au dessin (rotation de type "porte") ou une rotation autour d'un axe parallèle au plan du dessin (rotation de type "trappe"). On remarque enfin la précision optique et mécanique de l'appareil (vernier, équilibrage, surfacage des miroirs) qui explique son prix élevé et la nécessité de le manipuler soigneusement et d'effectuer des réglages très précis.

On observera donc strictement la règle suivante :

**NE PAS METTRE LES DOIGTS SUR LES MIROIRS.**

## 1.2 Le dispositif séparateur

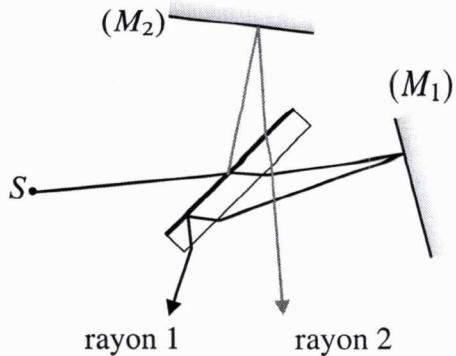


FIG. 2 – Trajet des rayons en l'absence de la compensatrice.

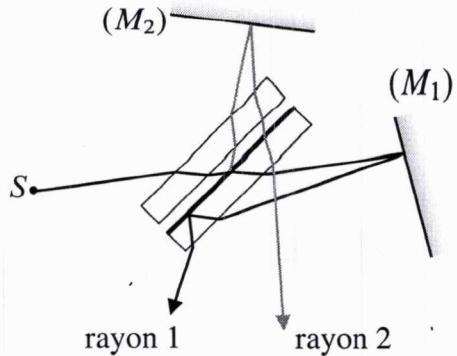


FIG. 3 – Trajet des rayons en présence de la compensatrice.

Le dispositif séparateur comprend, en plus de la séparatrice, une lame compensatrice. Son rôle est de rattraper la différence de chemin optique qui pourrait exister entre les deux voies. En effet, en l'absence de compensatrice (figure 2), le rayon suivant la voie 1 traverse trois fois la séparatrice alors que le rayon 2 ne la traverse qu'une seule fois. Ceci introduit une différence de marche non souhaitée parce qu'elle dépend de la longueur d'onde, le verre de la séparatrice étant dispersif. Avec la compensatrice (figure 3) chaque rayon traverse quatre fois la même épaisseur de verre (séparatrice ou compensatrice). La compensation ne peut être parfaite à cause de la différence des angles d'incidences des rayons traversant les différentes épaisseurs de verre. Elle s'avère cependant suffisante si le parallélisme entre la compensatrice et la séparatrice est bien réglé.

Sur certains interféromètres, la compensatrice n'est pas accolée à la séparatrice et se trouve uniquement sur le trajet du rayon réfléchi par le miroir ( $M_2$ ). Dans ce cas, chaque rayon traverse trois fois la même épaisseur de verre.

## 2 Étude théorique sommaire de l'interféromètre (rappels de cours)

### 2.1 Interféromètre théorique

Dans cette partie nous supposerons la compensation parfaite et nous assimilerons le dispositif séparateur ( $SP$ ) à une lame semi-réfléchissante idéale, d'épaisseur nulle, centrée en  $O$ , inclinée de  $\frac{\pi}{4}$  par rapport aux axes  $Ox$  et  $Oy$  (figure 4).

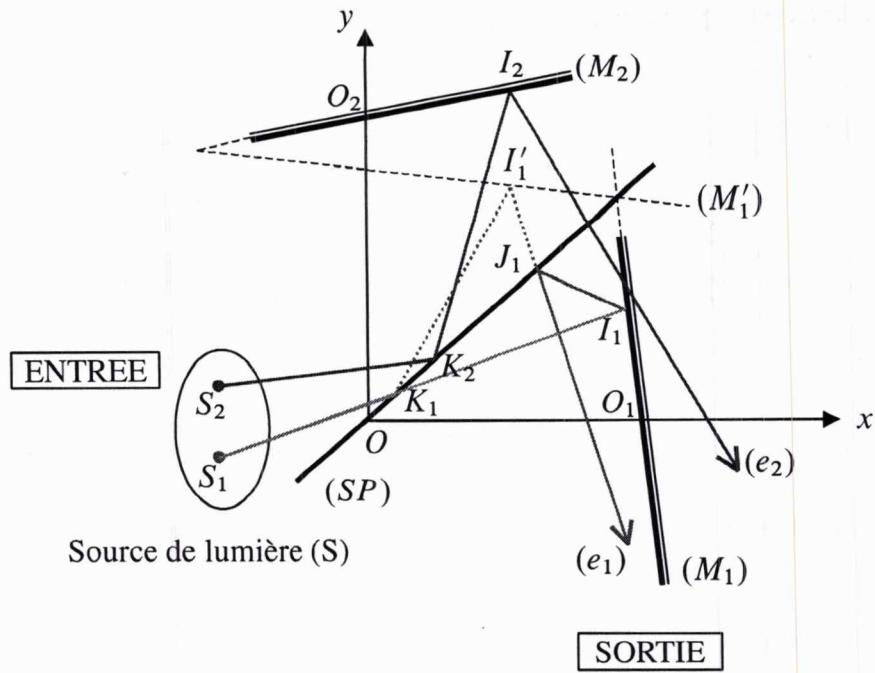


FIG. 4 – Michelson théorique.

## 2.2 Équivalence Michelson théorique - lame d'air

Intéressons nous à la marche de deux rayons lumineux entrant dans l'interféromètre, issus de l'entrée et émergeant par la sortie après avoir subi une seule réflexion sur le miroir ( $M_1$ ) ou sur le miroir ( $M_2$ ). La figure 4 signale la marche du rayon primitif issu de  $S_1$ , réfléchi sur ( $M_1$ ), avec les points d'impact  $K_1$ ,  $I_1$ ,  $J_1$  sur la séparatrice, le miroir, la séparatrice ainsi que celle du rayon réfléchi sur ( $M_2$ ), avec les points d'impact  $K_2$ ,  $I_2$ ,  $J_2$  sur la séparatrice, le miroir, la séparatrice. Les rayons émergents sont notés ( $e_1$ ) et ( $e_2$ ).

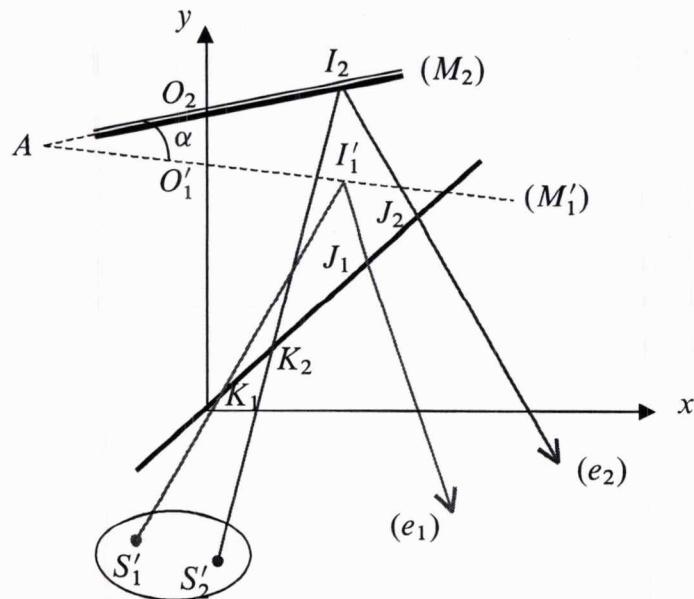


FIG. 5 – Réduction du Michelson à une lame d'air.

Du point de vue du chemin optique (n'oublions pas que nous allons nous intéresser à des

phénomènes d'interférences donc à la différence de marche entre les rayons ( $e_1$ ) et ( $e_2$ )), la figure 4 est inchangée si on remplace les points sources  $S_1$  et  $S_2$  et le miroir ( $M_1$ ), donc les segments  $S_1I_1$  et  $I_1J_1$ , par leur *symétrique par rapport à la séparatrice* (droite d'équation  $x = y$ ) (**voir cours**). La figure 5 ci-dessus est donc équivalente à la figure 4 pour ce qui est des chemins optiques calculés sur les rayons ( $e_1$ ) et ( $e_2$ ).

On constate alors que le Michelson théorique est équivalent à une lame d'air constituée des plans ( $M'_1$ ) et ( $M_2$ ), se coupant éventuellement à distance finie suivant la droite  $A$  en formant un dièdre d'angle  $\alpha$ .

### 3 Interférences à deux ondes avec une source ponctuelle puis une source étendue

#### 3.1 Éclairage par une source ponctuelle à distance finie

On éclaire l'interféromètre de Michelson par une source de lumière quasi - ponctuelle  $S'$ , à distance finie.

##### 3.1.1 Montage équivalent

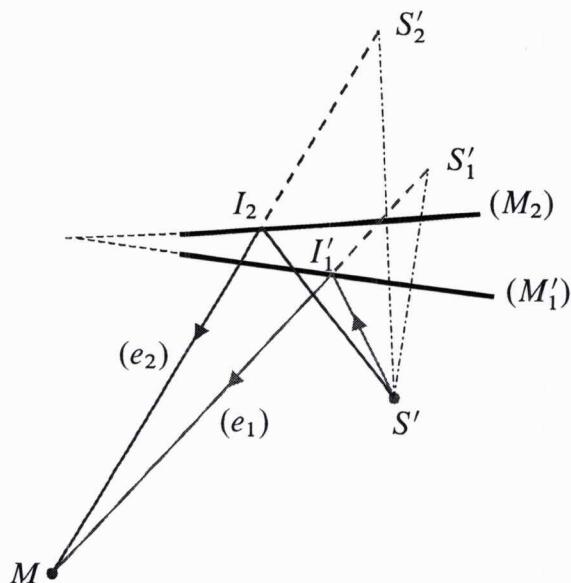


FIG. 6 – Michelson éclairé par une source ponctuelle - Montage équivalent.

Un point  $M$  à la sortie de l'interféromètre peut être atteint par deux émergents de type ( $e_1$ ) et ( $e_2$ ) définis plus haut, issus de  $S'$ , image de  $S$  par la séparatrice. L'émergent réfléchi sur ( $M'_1$ ), image du miroir ( $M_1$ ) par réflexion sur la séparatrice, semble provenir de  $M'_1$ , image de  $S'$  à travers ( $M'_1$ ) et l'émergent réfléchi sur ( $M_2$ ) semble provenir de  $S'_2$ , image de  $S'$  à travers ( $M_2$ ). Il n'y a donc que deux émergents de type ( $e_1$ ) et ( $e_2$ ) issus de  $S'$  aboutissant en  $M$  et réciproquement, tout point  $M$  de l'espace de sortie peut être atteint par deux émergents de type ( $e_1$ ) et ( $e_2$ ).

**Le système de franges d'interférence n'est pas localisé.**

Il s'agit bien d'interférence à deux ondes réglées par la différence de marche en  $M$  :

$$\delta_{2/1}(M) = (S'I_2M) - (S'I_1M) = S'_2M - S'_1M$$

### 3.1.2 Etude théorique

Qu'observe-t-on sur un écran parallèle à l'axe  $S'_1S'_2$  ? dans un plan perpendiculaire à l'axe  $S'_1S'_2$  ?

Dans chacun de deux cas, exprimer l'intensité lumineuse en un point  $M$  de l'écran d'observation, situé à une distance  $D$  du milieu  $O'$  de  $S'_1S'_2$ , grande devant toutes les autres distances.

## 3.2 Éclairage par une source monochromatique étendue spatialement à distance finie

L'utilisation d'une source ponctuelle permet l'observation d'un système de franges non localisé mais cette non-localisation se paie au prix d'une luminosité très faible. On essaie alors d'étendre spatialement la source de lumière pour augmenter l'éclairement. Malheureusement, les figures d'interférences dues aux différents points sources ne se superposent pas exactement, ce qui va se traduire par une perte de contraste de la figure d'interférence.

### 3.2.1 Mise en évidence expérimentale du brouillage des franges et de l'existence d'une surface de contraste maximum (cas du Michelson monté en lame d'air)

Observer la manipulation effectuée en démonstration : le Michelson est monté en lame d'air, il est éclairé par une source quasi-ponctuelle que l'on élargit progressivement : quand on élargit la source transversalement, la figure d'interférence se brouille progressivement (d'abord par les bords) sauf à l'infini.

### 3.2.2 Extension de la source dans le cas du Michelson monté en lame d'air

Lorsque l'interféromètre est monté en lame d'air, on observe sur un écran placé à la distance  $D$  de l'appareil des anneaux centrés en  $O$  : voir figure 7.

La différence de marche entre les ondes issues du point  $S$  interférant au point  $M$  est :

$$\delta(M) = 2e \cos \theta$$

(suivant le mode de traitement de la séparatrice, il faut parfois rajouter une différence marche supplémentaire égale à  $\frac{\lambda_0}{2}$  que nous omettrons dans les calculs).

L'ordre d'interférence au centre est  $p_0 = \frac{2e}{\lambda}$ , il est a priori quelconque. Pour simplifier, nous le supposerons entier, ce qui correspond à un centre brillant. Le rayon angulaire du premier anneau brillant est alors  $\theta_1 = \sqrt{\frac{\lambda}{e}}$  ( $\theta$  est petit, ce qui justifie le développement limité), celui du  $k^{\text{ième}}$  anneau brillant est  $\theta_k = \sqrt{\frac{k\lambda}{e}}$ . Le rayon  $r$  de l'anneau sur l'écran est  $r = \theta D$ .

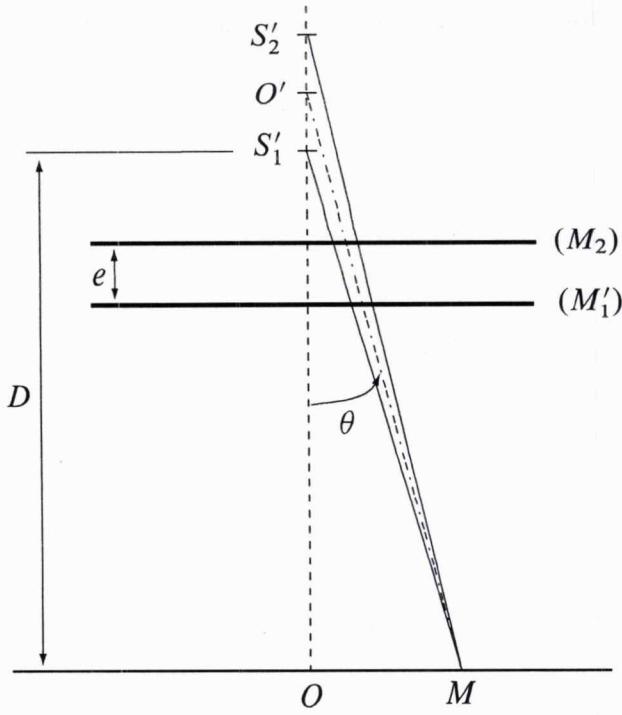


FIG. 7 – Figure à compléter.

Supposons maintenant que la source est étendue transversalement (c'est-à-dire dans la direction des miroirs). On appellera  $S_m$  le point moyen de la source situé sur l'axe (les anneaux "dus" à  $S_m$  sont centrés en  $O$ ). Considérons alors un autre point source, voisin de  $S_m$ , noté  $S_v$ , situé à la distance  $d$  de  $S_m$ . Dans le plan d'observation, le centre du système d'anneaux dû à  $S_v$  se déplace de la même distance  $d$ . Le système d'anneaux sera peu modifié et le contraste restera bon si  $d \ll r_1$ , rayon du premier anneau brillant. Si on adopte, par exemple, comme critère limite  $d_{\max} = 0.1r_1$ , on obtient  $d_{\max} = 0.1D\sqrt{\frac{\lambda}{e}}$ . Il est clair que  $d_{\max}$  est d'autant plus grand que  $D$  est grand et que l'on n'obtient aucune limitation si  $D$  est infini (observation dans le plan focal image d'une lentille par exemple).

Un critère un peu plus rigoureux consisterait à écrire que  $d$  doit rester faible devant l'écart entre les rayons de deux anneaux consécutifs :  $r_k - r_{k-1}$ . Ce critère est plus contraignant pour  $D$  : les anneaux sont d'abord brouillés à leur périphérie. On remarque enfin que  $d_{\max}$  diminue quand  $e$  augmente, c'est-à-dire quand l'ordre d'interférence au centre augmente.

### 3.2.3 Mise en évidence expérimentale du brouillage des franges et de l'existence d'une surface de contraste maximum (cas du Michelson monté en coin d'air)

L'interféromètre est réglé en coin d'air ; un diaphragme de diamètre réglable est placé devant une lampe spectrale et dans le plan focal d'une lentille.

Dans un premier temps le diaphragme est presque entièrement fermé. L'interféromètre est alors éclairé par une source ponctuelle à l'infini. Sur l'écran on voit des franges rectilignes bien contrastées quelle que soit la position de l'écran, mais peu lumineuses.

Si nous ouvrons progressivement le diaphragme, la luminosité augmente mais le contraste diminue. Le contraste dépend de la position de l'écran et s'améliore lorsqu'on rapproche l'écran de l'interféromètre. Pour un diaphragme largement ouvert la figure d'interférence est totalement brouillée.

Plaçons alors une lentille convergente entre l'interféromètre et l'écran de manière à former l'image du miroir ( $M'_1$ ) ou ( $M_2$ ) sur l'écran<sup>1</sup>. Nous voyons réapparaître des franges de contraste maximal et très lumineuses.

### 3.2.4 Extension de la source dans le cas du Michelson monté en coin d'air

Si la source est à distance finie, comme l'observation s'effectue dans un plan parallèle aux deux sources secondaires, les conclusions sont les mêmes que celle obtenues en cours pour les fentes d'Young : l'extension transversale de la source ne doit pas être trop grande si on veut conserver un contraste correct (critère  $\Delta p_{\max} \ll 1$  pour un bon contraste).

Dans le cas où la source est à l'infini (ou dans le plan focal objet d'une lentille convergente), nous avons vu en dans l'exercice 5 du TD n°6 (exercice important, à connaître comme s'il faisait partie du cours), que le lieu de contraste maximum est un plan au voisinage des miroirs. Si le miroir ( $M_2$ ) est éclairé par une onde dont l'incidence est comprise entre  $\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2}$  et  $\theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2}$ , le lieu de contraste maximum est le plan faisant l'angle  $\alpha + \theta$  avec le miroir ( $M_2$ ). Si  $\theta_0 = 0$  (miroir ( $M_2$ ) éclairé en incidence normale), le lieu de contraste maximum est le miroir ( $M'_1$ ), et si  $\theta_0 = -\alpha$  (miroir ( $M_1$ ) éclairé en incidence normale), le lieu de contraste maximum est le miroir ( $M_2$ ).

De plus, l'extension  $\Delta\theta$  de la source est limitée : les franges restent visibles si l'amplitude de la variation de l'ordre d'interférence est inférieure à 0,5, ce qui donne, à la distance  $d$  de l'arête du coin d'air :  $\Delta\theta_{\max} = \sqrt{\frac{4\lambda \cos(\alpha + \theta_0)}{d \sin \alpha}}$ .

## 3.3 Récapitulation : lieu de contraste maximum, localisation des franges

### 3.3.1 Position du problème

On cherche à déterminer les points de l'espace pour lesquels l'ordre d'interférence dépend très peu de la position du point source considéré : en de tels points, une variation au premier ordre des coordonnées du point source entraîne une variation de l'ordre d'interférence d'un ordre au moins égal à 2. Si l'ensemble de ces points constitue un domaine continu, les franges d'interférences fournies par les différentes sources ponctuelles composant la source étendue y sont confondues, le contraste du système de frange y prend ses valeurs maximales. Cependant, au voisinage de ce domaine, le contraste, sans être maximum, reste élevé.

**Attention**, ce problème de localisation des franges ne se pose que dans les dispositifs **à division d'amplitude**. Dans les dispositifs à division du front d'onde, dès que la source est un peu étendue, les franges sont brouillées partout.

### 3.3.2 Cas du Michelson monté en lame d'air

Si les critères vus au paragraphe précédents sont vérifiés, on observe des franges avec un bon contraste même avec une source étendue spatialement. Pratiquement, si  $\epsilon$  est l'angle sous lequel on voit la source depuis un point du plan d'observation ( $\epsilon = d_{\max}/D$ ), il faut que  $\epsilon \ll \sqrt{\lambda/e}$ . De toute façon, si on observe à l'infini, l'extension spatiale de la source n'a aucune influence sur le contraste de la figure d'interférence.

---

<sup>1</sup>Ces miroirs sont tellement proches (l'écart entre les miroirs est au plus de l'ordre de 0,01 mm) qu'on ne peut pas faire de différence entre leurs images par la lentille.

### 3.3.3 Cas du Michelson monté en coin d'air

Si la source est à distance finie, l'angle  $\epsilon$  sous lequel on voit la source depuis le plan d'observation est limité (même situation qu'avec les fentes d'Young). On peut montrer que la valeur  $D = 0$  correspond à la situation optimale.

Si la source est à l'infini, dans une direction perpendiculaire à l'un des miroirs, nous avons vu que le lieu de contraste maximum est l'autre miroir. On dit dans ce cas que les franges sont localisées sur ce miroir, c'est à dire que c'est le lieu des points où l'ordre d'interférence est le moins sensible à une variation de l'angle d'incidence.

## 3.4 Conditions pratiques d'éclairage et de projection lors de l'utilisation du Michelson avec une source étendue spatialement

On utilise principalement le Michelson dans l'un des deux cas suivants :

### 3.4.1 Le point moyen de la source est à l'infini dans une direction perpendiculaire à l'un des miroirs, le Michelson est monté en coin d'air

Il s'agit alors de franges rectilignes, d'égale épaisseur, leur direction signale celle de l'arête du coin d'air et le lieu de contraste maximum est l'autre miroir.

Comment faut-il éclairer ? Comment faut-il projeter ?

Montrer que :  $\delta(M) = 2e(M)$  où  $e(M)$  est l'épaisseur du coin d'air au point  $M$ . Établir la formule de l'interfrange en lumière monochromatique :  $i = \frac{\lambda}{2\alpha}$ .

REMARQUES IMPORTANTES :

1. Les franges ne sont visibles avec un bon contraste que dans la zone où  $\delta(M)$  reste inférieur à la longueur de cohérence de la source (ce critère est bien évidemment valable pour tous les dispositifs interférentiels). Il faut donc que  $d < L_C$ , longueur de cohérence de la source ( $L_C = c\tau_C = \frac{c}{\Delta\nu}$ ).
2. Nous venons de voir que l'extension spatiale de la source est limitée. Ces deux remarques montrent que les franges sont confinées au voisinage de l'arête du coin d'air.
3. Si on veut voir les franges à l'œil nu, en lumière jaune par exemple ( $\lambda \simeq 0,6 \mu\text{m}$ ), il faut que l'interfrange  $i$  soit supérieure à quelques dixièmes de millimètres ce qui correspond à un angle  $\alpha$  inférieur à quelques minutes d'angle.

### 3.4.2 Le point moyen de la source est à distance fini, le Michelson est monté en lame d'air

Les franges sont "localisées" à l'infini (tout au moins assez loin). Elles sont circulaires, concentriques. Il s'agit de franges d'égale inclinaison.

Comment faut-il éclairer ? Comment faut-il projeter ?

Montrer que :  $\delta(M) = 2e \cos i$ .

Démontrer que l'ordre d'interférence est maximum au centre de la figure et que les anneaux s'enfoncent dans le centre tout en s'écartant les uns des autres lorsque l'épaisseur  $e$  de la lame d'air équivalente décroît.

### 3.4.3 Récapitulation

Quand le Michelson est monté en **coin d'air**, on l'éclaire avec une **source à l'infini** (placée dans le plan focal image d'une lentille convergente), moyennement étendue, et on observe la figure d'interférence **sur le miroir ( $M_2$ ) ou sur un écran conjugué de ( $M_2$ ) à travers une lentille convergente**. La largeur de la source est limitée : le nombre de franges visibles dépend de l'ouverture du faisceau.

Quand le Michelson est monté en **lame d'air**, on l'éclaire en **lumière convergente** et on observe la figure d'interférence **à l'infini ou dans le plan focal image d'une lentille convergente**. La largeur de la source n'est limitée que par le dispositif d'éclairage.

## 4 Réglage géométrique de l'interféromètre

### 4.1 Introduction

Le but de ce réglage est d'amener la compensatrice parallèle à la séparatrice puis d'obtenir un parallélisme approché des deux miroirs<sup>2</sup>.

Le principe de ce réglage est d'observer à l'infini (dans le plan focal d'une lentille) l'image d'un objet quasi-ponctuel situé à l'infini. Lorsque les surfaces de la compensatrice et des miroirs ne sont pas dans l'orientation voulue, nous observons plusieurs images de l'objet provenant de réflexions multiples. Lorsque la compensatrice est parallèle à la séparatrice et que les miroirs sont parallèles, toutes ces images se superposent.

Ce réglage faisant intervenir uniquement les lois de l'optique géométrique peut être fait avec n'importe quelle source lumineuse quelle que soit sa longueur de cohérence.

### 4.2 Montage pour le réglage géométrique

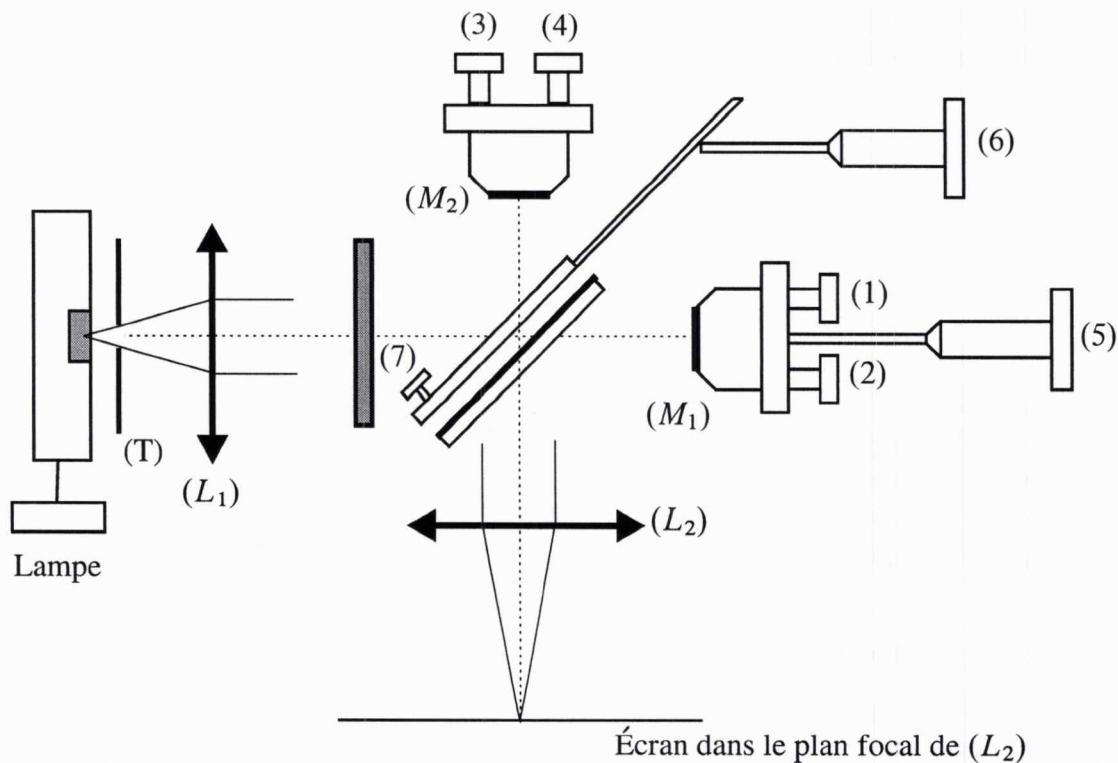


FIG. 8 – Montage pour le réglage géométrique de l'interféromètre.

### 4.3 Éclairage

Utiliser une lampe à vapeur de mercure équipée d'un diaphragme circulaire de faible diamètre (T). Mettre ce dernier au foyer objet d'une lentille convergente ( $L_1$ ) de distance focale  $f'_1 = 10$  cm. Le réglage peut s'effectuer par autocollimation sur les miroirs du Michelson ou bien en observant l'image du trou source sur un écran lointain : le trou source est placé dans le plan focal objet de la lentille ( $L_1$ ) quand son image à l'infini à travers l'ensemble est à l'infini, donc nette sur l'écran lointain (situé à 1.5 - 2 mètres de l'interféromètre).

<sup>2</sup>Il s'agit bien sûr du parallélisme des miroirs ( $M'_1$ ) et ( $M_2$ ).

Le Michelson est alors éclairé en lumière quasi - parallèle (source centrée sur un point à l'infini dans une direction perpendiculaire à un des miroirs). C'est la situation du paragraphe 3.4.1.

**REMARQUE :** pour que le diaphragme joue réellement le rôle de source il faut qu'il soit uniformément éclairé ce qu'on obtiendra en éloignant la lampe du diaphragme.

## 4.4 Projection

Placer une lentille convergente ( $L_2$ ) de distance focale moyenne (par exemple  $f'_2 = 25$  cm) pour former les images du trou source (T) à travers le Michelson sur l'écran, qui coïncidera donc avec le plan focal image de ( $L_2$ ). On peut aussi choisir d'éloigner l'écran sans utiliser ( $L_2$ ) : les images sont plus grandes mais moins lumineuses (c'est une question de goût personnel, ça dépend essentiellement de votre vue : les myopes préféreront la première méthode, les presbytes (peu nombreux parmi les élèves ...) la seconde).

## 4.5 Première observation

On voit alors sur l'écran deux groupes d'images, chacune comportant une image beaucoup plus lumineuse que les autres (Cf. figure 9).



FIG. 9 – Principales images du trou (T).

Le premier groupe d'images correspond aux rayons qui se sont réfléchis sur ( $M_1$ ), le second sur ( $M_2$ ). Dans chaque groupe d'image, l'image la plus lumineuse correspond au rayon qui a été réfléchi par la séparatrice, les autres à ceux qui se sont réfléchis sur la compensatrice.

On les baptise naturellement  $CM_1$ ,  $CM_2$ ,  $SM_1$  et  $SM_2$  du nom des lames ou miroirs sur lesquels la lumière se réfléchit.

## 4.6 Réglage de la compensatrice

Agir sur la vis (7) (rotation de la compensatrice autour d'un axe horizontal : rotation de type "trappe") puis sur la vis (6) (rotation de la compensatrice autour d'un axe vertical : rotation de type "porte") de façon à rassembler les deux groupes d'images pour n'avoir plus que deux images intenses  $SCM_1$  et  $SCM_2$  (Cf. figure 10). La compensatrice est alors à peu près parallèle à la séparatrice.



FIG. 10 – Aspect de l'écran après réglage de la compensatrice.

**REMARQUE :** Dans certains interféromètres, la compensatrice a subi un traitement de surface qui élimine presque totalement les réflexions. Il faut alors utiliser un laser. En éclairant directement (sans passer par les miroirs) l'ensemble compensatrice - séparatrice on recueille les impacts du faisceau sur un écran ; on joue alors sur les vis de réglage de la compensatrice pour mettre ces impacts en coïncidences. Du fait du traitement anti-reflet, ils sont très peu lumineux : il faut être dans de bonnes conditions d'obscurité pour les voir.

## 4.7 Réglage de l'orientation des miroirs

Les vis de rotation lente (3) et (4) étant à mi-course, agir sur les vis de rotation rapide (1) et (2) de manière à superposer les deux images précédentes pour n'obtenir finalement qu'une seule image lumineuse.



FIG. 11 – Aspect de l'écran après réglage des miroirs.

Le miroir ( $M'_1$ ) est alors sensiblement parallèle à ( $M_2$ ). Ce réglage doit être effectué très soigneusement, sans quoi il est impossible par la suite d'observer des interférences.

## 4.8 Bilan

La compensatrice et la séparatrice sont quasiment parallèles de même que les miroirs ( $M'_1$ ) et ( $M_2$ ).

Quelle est la précision de ce réglage ?

Si le réglage est fait avec soin, l'angle entre les miroirs est inférieur à l'angle correspondant au pouvoir séparateur de l'oeil de l'ordre de  $1' \simeq 3.10^{-4}$  rad. Il est donc suffisamment faible pour qu'on puisse observer les franges du coin d'air.

## 4.9 Quelques questions permettant de s'assurer de la compréhension du réglage

Faire les schémas de compréhension de l'autocollimation et ceux de formation des images multiples  $CM_1$ ,  $CM_2$ ,  $SM_1$  et  $SM_2$  puis ceux de  $SCM_1$  et  $SCM_2$ .

## 5 Observation des franges du coin d'air avec une lampe spectrale

A partir de maintenant on cherche à observer des interférences. On sait que pour cela la différence de marche doit être inférieure à la longueur de cohérence  $L_c$  de la lumière utilisée. Les réglages ne sont pas réalisables si  $L_c$  est trop petite. Nous prendrons donc une lampe spectrale suivie éventuellement d'un filtre.

### 5.1 Schéma général du montage

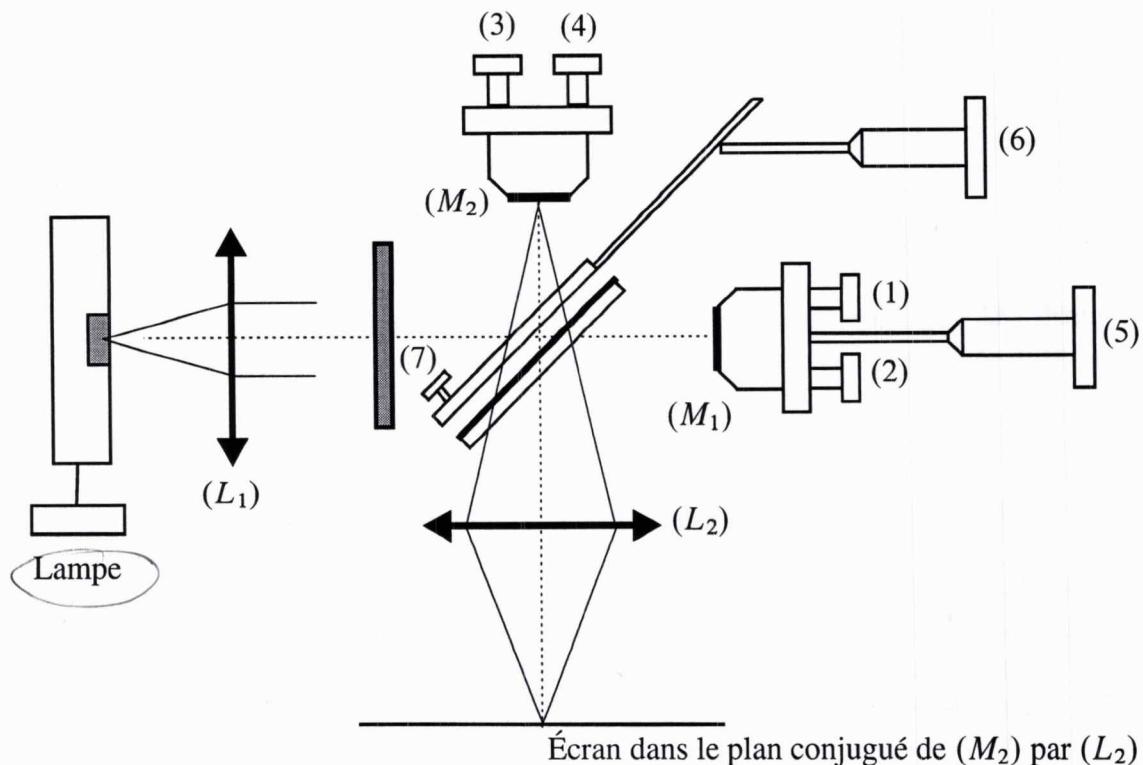


FIG. 12 – Montage pour l'observation des frange du coin d'air.

### 5.2 Éclairage

Ôter le trou (T) utilisé précédemment. L'écran est toujours placé "à l'infini" (c'est-à-dire dans le plan focal de (L<sub>2</sub>) ou à au moins 1,5 mètres de l'interféromètre). Déplacer la lentille (L<sub>1</sub>) pour obtenir une image nette de l'ampoule de la lampe sur l'écran : elle se trouve alors au foyer image de la lentille (L<sub>1</sub>). On obtient ainsi l'éclairage convenable pour un interféromètre réglé en coin d'air.

### 5.3 Projection

Déplacer maintenant (L<sub>2</sub>) et (ou) l'écran pour obtenir l'image du miroir (M<sub>2</sub>) nette sur l'écran. L'écran alors le plan conjugué à travers la lentille du lieu de contraste maximum pour les franges.

## 5.4 Première observation

Si on a un peu de chance, on voit tout de suite apparaître des franges rectilignes. Si on a moins de chance (!), on retouche à la vis de chariotage (3) (on diminue la distance  $e_{12}$ ) pour que les franges rentrent dans le champ de vision et soient bien contrastées. Pour des raisons de cohérence temporelle, les franges sont localisées au voisinage de l'arête du coin d'air. Pour trouver les franges il faut donc chercher à réduire  $e$ ; il faut charioter le miroir mobile pour ramener l'arête du coin d'air dans le champ d'observation.

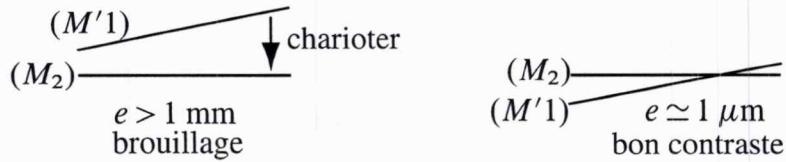


FIG. 13 – Recherche des franges du coin d'air

En partant d'une configuration où  $(M_1)$  est le plus proche de la séparatrice charioter lentement en observant l'écran. On risque en allant trop vite de laisser passer la zone d'interférence sans la voir. Rechercher la zone où le contraste des franges est le meilleur possible.

L'appareil est maintenant réglé pour l'observation des franges du coin d'air ou franges d'égale épaisseur.

**Noter** la position du miroir mobile pour pouvoir y revenir rapidement si nécessaire.

## 5.5 Passage à la lame d'air

On veut passer de la configuration en coin d'air à la configuration en lame d'air.

Jouer sur les vis de rotation rapide (1) et (2) pour élargir l'interfrange afin de ne plus voir sur l'écran que une ou deux franges. Achever finement avec les vis de rotation lente (3) et (4) pour que l'écran présente un aspect uniforme, de même couleur que la source (c'est la teinte plate).

L'interfrange  $i = \frac{\lambda_0}{2n_{\text{air}}\alpha}$  est inférieur à la taille des miroirs qui est de l'ordre du centimètre.

On en déduit que  $\alpha$  est au plus de l'ordre de  $10^{-5}$  rad. Quant à l'épaisseur  $e$ , elle est inférieure à la longueur de cohérence de la lumière, c'est-à-dire à quelques millimètres.

On peut maintenant chercher à observer les anneaux.

## 6 Observation des anneaux à l'infini de la lame d'air avec une lampe spectrale

### 6.1 Schéma général du montage

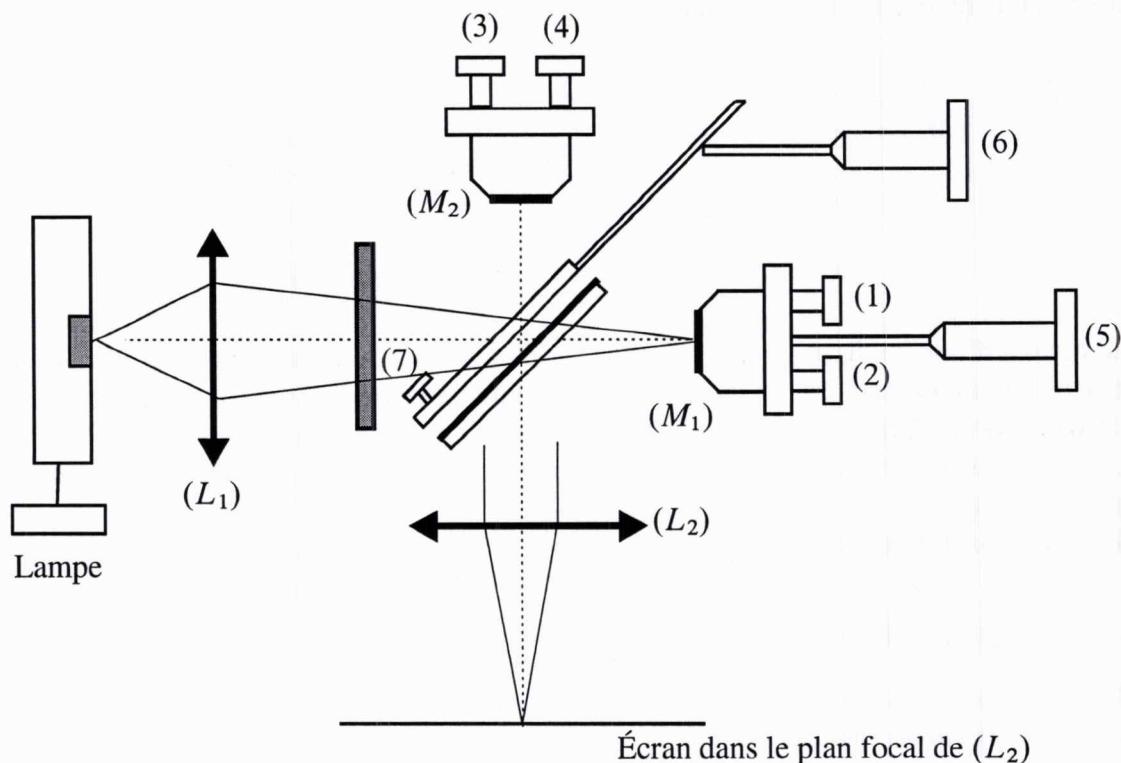


FIG. 14 – Montage pour l'observation des franges de la lame d'air.

### 6.2 Introduction

Le but est d'observer les franges d'égale inclinaison, puis de diminuer l'épaisseur  $e$  de la lame d'air équivalente de quelques millimètres à quelques micromètres. La cohérence spatiale de la source n'intervient pas car on observe à l'infini. La cohérence temporelle intervient : il faut utiliser une source quasi-monochromatique.

### 6.3 Éclairage

Il faut adapter la géométrie de l'éclairage à l'observation des anneaux. Pour cela, reculer la lampe sans toucher à  $(L_1)$  et faire converger le faisceau lumineux sur le miroir  $(M_1)$  (Cf. figure 14).

### 6.4 Projection

Les franges sont localisées à l'infini : on observe les anneaux dans le plan focal image d'une lentille convergente. Il suffit en fait que la distance entre l'appareil et l'écran d'observation soit suffisamment grande pour avoir un bon contraste : on peut se contenter d'observer directement sur un écran placé au moins 1,5 mètres de l'interféromètre. Dans ce cas, la figure est plus grande donc plus spectaculaire mais moins lumineuse.

## 6.5 Obtention des anneaux

On voit sur l'écran des anneaux. S'ils ne sont pas apparus c'est sans doute que  $e$  est très faible ; il suffit alors de charioter légèrement pour les trouver. Les anneaux sont concentriques, plus serrés sur les bords qu'au centre.

Si le réglage précédent a été bien fait (c'est-à-dire la recherche de  $\alpha = 0$ ), le contraste des anneaux est excellent. Sinon on peut chercher à l'améliorer en ajustant l'orientation de ( $M_2$ ) à l'aide des vis de rotation lente (3) et (4).

## 6.6 Réglage fin de la compensatrice

Diminuer l'épaisseur  $e$  de la lame à faces parallèles avec la vis de chariotage (5) du miroir ( $M_1$ ). Pour savoir si  $e$  diminue ou augmente on observe l'évolution des anneaux : ils s'enfoncent vers le centre si  $e$  diminue (voir cours). Plus  $e$  est faible, plus les anneaux observés sont grands et écartés les uns des autres.

Devenant plus gros, les anneaux peuvent être déformés et avoir l'allure d'ellipses à grand axe oblique. Il faut alors retoucher le réglage de la compensatrice pour redresser le grand axe de l'ellipse, en jouant sur la vis (7), et rectifier leur excentricité jusqu'à l'annuler, en jouant sur la vis (6) (Cf. figure 15).

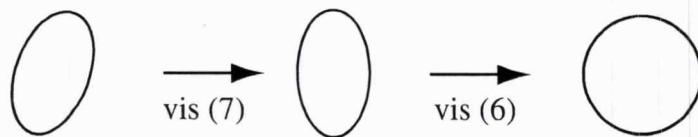


FIG. 15 – Réglage final de la compensatrice.

A ce stade l'appareil est complètement réglé pour l'observation des anneaux à l'infini.

## 6.7 Recherche de la teinte plate

Charioter lentement grâce à la vis (3) de manière à voir les anneaux qui s'enfoncent dans le centre. C'est le signe que l'épaisseur  $e$  diminue. Dès qu'on a dépassé l'épaisseur nulle, ils ressortent. S'arrêter quand le champ de vision est uniformément éclairé. C'est la teinte plate ( $e = 0$ ).

REMARQUE :

Avec une lampe au mercure *sans filtre* on a un meilleur réglage en cherchant à obtenir sur l'écran un champ de vision uniformément éclairé et de même couleur que la lumière de la lampe.

**Noter la nouvelle position du chariot du miroir mobile afin de pouvoir y revenir rapidement si nécessaire.**

L'appareil est maintenant au contact optique. La précision du réglage est la suivante :  $\alpha$  est au plus égal à quelques  $10^{-5}$  rad ;  $e$  est au plus de l'ordre du micron.

## 7 Observation des anneaux à l'infini de la lame d'air en lumière blanche

### 7.1 Introduction

La lumière blanche a une longueur de cohérence extrêmement faible : en pratique, on n'observe un phénomène d'interférence que si la différence de marche est intérieure à  $3\mu\text{m}$ . On profitera de la faiblesse de la longueur de cohérence pour améliorer le réglage du contact optique.

### 7.2 Obtention des anneaux

#### 7.2.1 Recherche des anneaux

Le montage est toujours le même et on a effectué aussi bien qu'on puisse l'apprécier sur l'écran la recherche de la teinte plate (décrise au paragraphe 6.7). Remplacer la lampe spectrale par une lampe à incandescence (lampe halogène par exemple).

Plusieurs observations sont possibles :

- *Si le réglage du paragraphe 6.7 a été bien fait*, on voit des couleurs irisées. Ce sont les anneaux en lumière blanche. En chariant très délicatement on peut faire varier la couleur de l'écran.
- *Si le réglage du paragraphe 6.7 a été parfait*, on voit un écran uniformément blanc. C'est la teinte plate ou *blanc d'ordre 0* ; l'interféromètre est au contact optique. La différence de marche est nulle en tout point de l'écran, ce qui fait une interférence constructrice pour toutes les longueurs d'ondes. En chariant très délicatement on peut faire apparaître des couleurs irisées.
- *Si le réglage a été mal fait*, on voit un écran uniformément blanc, mais c'est du *blanc d'ordre supérieur* : la différence de marche est supérieure à la longueur de cohérence. Il est parfois possible de récupérer les couleurs en chariant très lentement dans un sens, puis dans l'autre. Si l'écran reste blanc il faut recommencer le réglage du paragraphe 6.7.

#### 7.2.2 Blanc d'ordre 0 et blanc d'ordre supérieur

Le blanc d'ordre supérieur a un spectre cannelé (voir cours sur les interférences). Lorsque  $e$  diminue, les cannelures se déplacent vers le rouge. En effet, chaque cannelure correspond à  $\frac{\delta}{\lambda_0} = m + \frac{1}{2}$  ; si  $e$  diminue,  $\delta$  diminue et donc  $\lambda_0$  augmente.

Observer le spectre du blanc d'ordre supérieur, par exemple avec un spectromètre à prisme à vision directe<sup>3</sup>. Dans quel sens il faut charioter pour faire diminuer l'épaisseur de la lame d'air ?

#### 7.2.3 Amélioration du contact optique

Agir très délicatement sur la vis (5) de translation pour se placer au blanc d'ordre 0 (dans ce cas un très léger changement de position de la vis (5) doit faire apparaître les couleurs).

L'épaisseur de la lame d'air est alors quasiment nulle.

**Noter la position du vernier.**

<sup>3</sup> On place une fente (en sortie du Michelson) dans le plan focal objet d'une lentille convergente puis le prisme à vision directe qui est ainsi éclairé par une onde plane. On observe sur un écran lointain. Il existe aussi des petits spectromètres portables dans lesquels il suffit de regarder en pointant l'appareil vers l'écran.

**REMARQUE :** La tolérance sur la planéité des miroirs de l'interféromètre est de  $\frac{\lambda_0}{10}$  c'est-à-dire de l'ordre de  $0,05\mu\text{m}$ . En dessous de cette valeur on peut dire que l'épaisseur de lame d'air est nulle.

## 8 Observation des franges du coin d'air en lumière blanche

### 8.1 Introduction

On veut observer les franges du coin d'air en lumière blanche, donc au voisinage de l'arête puis affiner le réglage du parallélisme des deux miroirs.

### 8.2 Passage de la lame d'air au coin d'air

Il faut changer le mode d'éclairage de l'interféromètre, le mode de projection et le réglage de l'interféromètre.

La source devant être à l'infini, on rapproche la lampe blanche de ( $L_1$ ) pour l'amener dans le plan focal objet de ( $L_1$ ) (on voit alors nette l'image du filament sur l'écran qui est toujours dans le plan focal de ( $L_2$ )).

L'écran devant être conjugué de la surface de contraste maximal, déplacer ( $L_2$ ) et (ou) l'écran pour faire l'image du miroir ( $M_2$ ) sur celui-ci.

Pour avoir un coin d'air dont l'arête soit au centre de la figure :

- Tourner d'un demi-tour environ l'une des vis de rotation **lente** (3) ou (4) pour incliner d'un angle  $\alpha$  faible le miroir ( $M_1$ ). On doit alors voir apparaître les franges rectilignes du coin d'air en lumière blanche. Il n'y en a qu'une dizaine.
- Centrer le système de franges en tournant **très légèrement** la vis de translation (5).

Identifier la frange centrale. Celle-ci peut être brillante ou noire si la séparatrice introduit un déphasage supplémentaire de  $\pi$ .

### 8.3 Obtention du contact optique

A partir de la configuration précédente, on veut trouver le contact optique.

Agir sur les vis de rotation lente (3) et (4) (et éventuellement sur la vis de chariotage mais avec **beaucoup de précautions**) pour élargir l'interfrange et ne voir que la frange centrale (teinte plate en lumière blanche).

**L'appareil est alors réglé au contact optique de manière optimale.**

## 9 Quelques expériences

### 9.1 Mesure de l'angle $\alpha$ du coin d'air

Se placer en coin d'air en éclairant l'interféromètre avec une lampe au mercure ou au sodium munie d'un filtre interférentiel adapté pour avoir de la lumière quasiment monochromatique de bonne cohérence temporelle. On rappelle la longueur d'onde moyenne de la raie jaune du mercure :  $\lambda = 578,0 \text{ nm}$  et celle de la raie jaune du sodium :  $\lambda = 589,3 \text{ nm}$ .

En jouant sur les vis de rotation rapide (1) et (2) ou lente (3) et (4), faire varier  $\alpha$  pour qu'il y ait une dizaine de franges bien contrastées dans le champ. Mesurer l'interfrange  $i'$  du système de franges sur l'écran de projection. Mesurer le diamètre de l'image du miroir sur l'écran. Sachant que les miroirs ont un diamètre de 2 centimètres (ou de 4 centimètres pour certains interfromètres), déterminer le grandissement  $\gamma$  du dispositif optique.

$$\text{Montrer que l'angle } \alpha \text{ du coin d'air est donné par } \alpha = \frac{\gamma\lambda}{2i'}.$$

### 9.2 Mesure de la longueur de cohérence d'une source

Se placer en lame d'air, éclairer avec une lampe au mercure. Charioter le miroir mobile ( $M_1$ ). Vérifier que si l'épaisseur  $e$  de la lame d'air est trop grande, le système de franges disparaît. Mesurer les positions  $x_1$  et  $x_2$ , avec  $x_2 > x_1$ , du miroir mobile pour lesquelles on observe encore tout juste des anneaux qui sont confinés au centre de l'écran.

Soit  $x_0$  la position correspondant au contact optique. La différence de marche extrême pour laquelle on observe des interférences est de l'ordre de la longueur de cohérence  $L_c$ . Au centre de la figure d'interférence, la différence de marche est égale à  $2e = 2|x - x_0|$ . On en déduit que  $L_c \simeq 2(x_0 - x_1)$  et  $L_c \simeq 2(x_2 - x_0)$ , soit :

$$L_c \simeq x_2 - x_1$$

Appliquer cette méthode :

- à une raie d'une lampe spectrale ;
- à la lumière obtenue en plaçant le filtre interférentiel devant une lampe blanche ; on obtient ainsi la largeur de la bande passante du filtre par la formule  $\Delta\lambda = \frac{\lambda_{0m}^2}{L_c}$  ;
- à la lumière blanche. Dans ce cas, la mesure des valeurs extrêmes pour lesquelles on observe des couleurs est difficilement réalisable puisque  $x_2 - x_1$  est inférieure à une graduation du vernier. En conclure simplement que la longueur de cohérence de la source de lumière blanche est inférieur à  $10 \mu\text{m}$ .

### 9.3 Mesure de l'écart du doublet jaune du mercure ou du sodium

L'interféromètre Michelson est réglé en lame d'air et éclairé par une lampe au mercure ou au sodium suivie d'un filtre jaune. Se placer à la teinte plate et charioter le miroir mobile. Observer alors successivement des zones de brouillage (*anticoïncidence*) et des zones de très bon contraste (*coïncidence*). Noter les positions successives  $x_1, x_2, \dots$  de cinq ou six anticoïncidences.

Les raies jaunes du sodium et du mercure sont des doublets, de longueur d'onde moyenne  $\lambda_{0m}$  et d'écart  $\Delta\lambda$ . Pour le sodium,  $\lambda_{0m} = 589,3 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda_0 = 0,6 \text{ nm}$  ; pour le mercure,  $\lambda_{0m} = 578,0 \text{ nm}$  et  $\Delta\lambda = 2,1 \text{ nm}$ .

Nous avons vu dans le cours qu'il y a brouillage quand  $\delta = \frac{\lambda_{0m}^2}{2\Delta\lambda} + n\frac{\lambda_{0m}^2}{\Delta\lambda}$  où  $n$  est un entier. Or, au centre de l'écran :  $\delta = 2e = 2(x_n - x_0)$ . On en déduit que l'écart entre deux brouillages successifs est constant et vaut :

$$x_n - x_{n-1} = \frac{\lambda_{0m}^2}{2\Delta\lambda}$$

Cette méthode permet de déterminer la valeur de  $\Delta\lambda$  si on connaît  $\lambda_{0m}$ .

Dans un prochain TP, nous déterminerons à la fois  $\lambda_{0m}$  et  $\Delta\lambda$ , en enregistrant les battements obtenus en plaçant au foyer objet d'une lentille convergente de projection un détecteur sensible à l'intensité lumineuse. La mesure de la période de l'enveloppe et celle du nombre d'oscillations à l'intérieur d'un lobe de celle-ci permettront de déterminer  $\Delta\lambda$  et  $\lambda_{0m}$ .

## **ANNEXE 1 - Réglage du Michelson à l'œil nu**

Nous allons présenter ici un protocole de réglage s'effectuant sans projection, à l'œil nu, en regardant directement dans l'interféromètre. Pour cela, il faut des lampes peu lumineuses et un papier calque ou un verre dépoli pour atténuer l'intensité des sources afin de ne pas fatiguer les yeux.

### **9.4 Réglage géométrique**

Réaliser, par autocollimation, un collimateur avec la lampe spectrale, le diaphragme et une lentille convergente. Éclairer l'interféromètre avec ce collimateur en interposant éventuellement le papier calque entre la lampe et le diaphragme.

En se plaçant à la sortie, observer directement ( $M_2$ ) ; on voit des images multiples de la source regroupées en deux séries. Agir sur la vis (7) pour rendre les séries d'images horizontales, puis sur la vis (6) pour n'avoir plus que les deux images les plus lumineuses et enfin sur les vis (1) et (2) d'orientation rapide des miroirs pour n'avoir plus qu'une image.

### **9.5 Observation des franges du coin d'air - Obtention du parallélisme des miroirs**

Observer le miroir ( $M_2$ ). On voit ou bien des anneaux à l'infini si l'épaisseur de la lame équivalente n'est pas nulle, ou bien des franges rectilignes en accommodant sur le miroir ( $M_2$ ) si l'épaisseur  $e$  est faible.

Si on voit des anneaux, il faut charioter le miroir ( $M_1$ ) pour les faire grossir jusqu'à ce qu'ils disparaissent. On doit voir alors, sur le miroir ( $M_2$ ) des franges rectilignes plus ou moins serrées si le réglage géométrique a été bien fait.

Quand ces franges sont apparues, charioter le miroir ( $M_1$ ) pour avoir le meilleur contraste possible. Agir alors sur les vis (1) et (2) de rotation des miroirs pour élargir l'interfrange jusqu'à avoir un éclairement presque uniforme.

### **9.6 Observation des anneaux à l'infini - Obtention du contact optique**

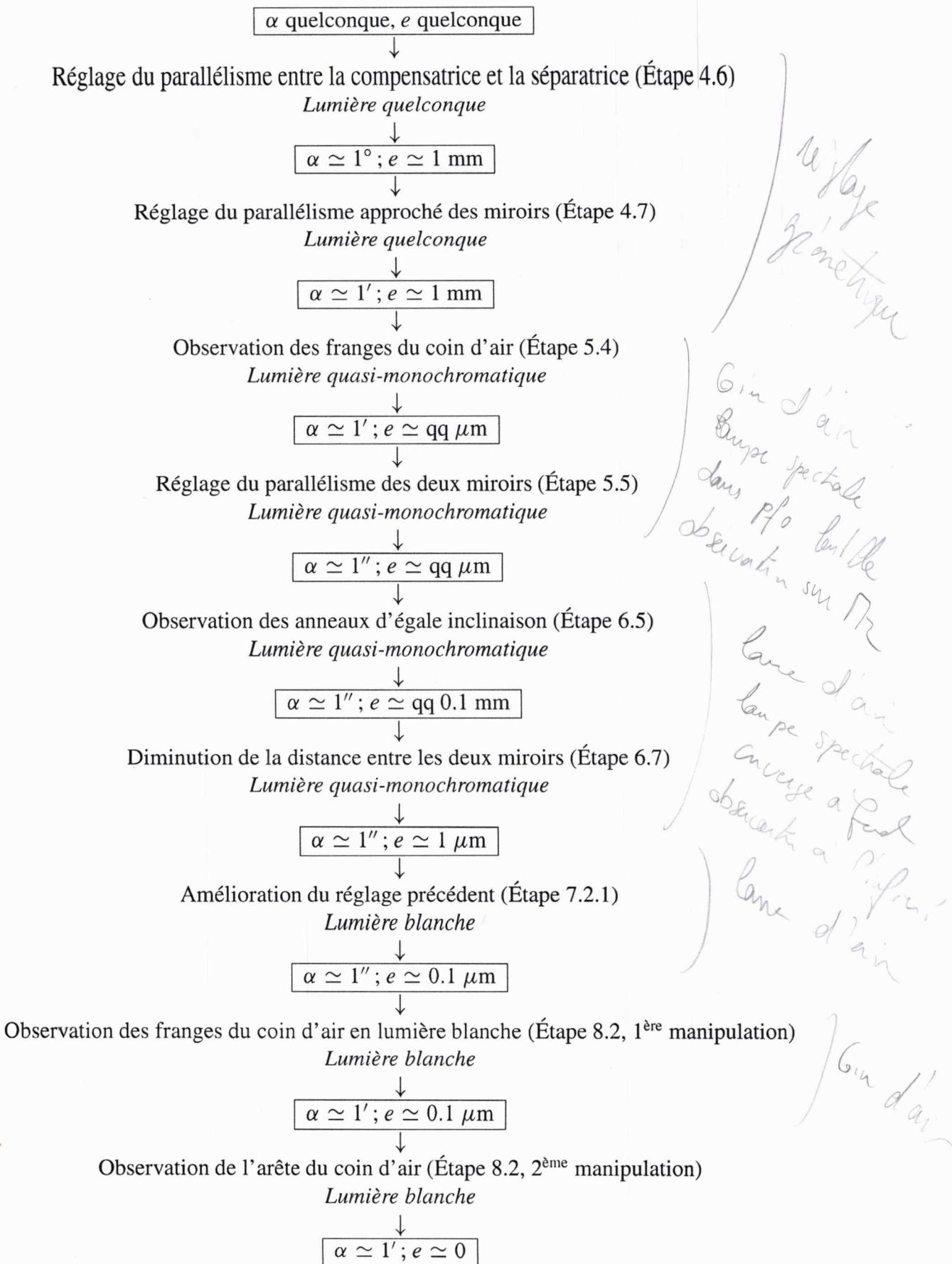
Supprimer la lentille et le diaphragme et éclairer le Michelson avec une lampe spectrale suivie d'un papier calque ou d'un verre dépoli qui diffuse la lumière et permet d'avoir une source étendue.

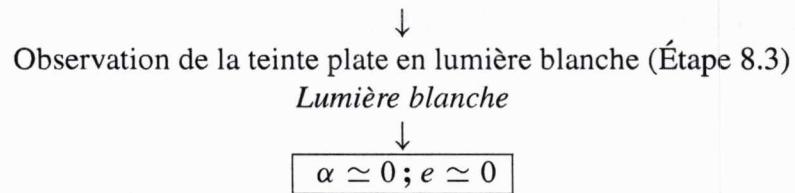
En regardant vers le miroir ( $M_2$ ) sans accommoder, donc à l'infini, on voit des anneaux d'égale inclinaison. Si leur diamètre varie quand on déplace l'œil verticalement ou horizontalement, c'est que le réglage du parallélisme des miroirs n'est pas bon. Il faut alors l'affiner à l'aide des vis de rotation lente (3) et (4) essentiellement. Le réglage étant plus précis si les anneaux sont gros, on se place près du contact optique.

On retouche également le réglage de la compensatrice pour rendre les gros anneaux bien circulaires.

Pour être sûr de ne pas accommoder, il vaut mieux se rapprocher au maximum des miroirs.

## ANNEXE 2 - Résumé des différentes étapes du réglage





**REMARQUE GÉNÉRALE :**

Quand on passe d'un réglage à l'autre (réglage géométrique → observation des franges du coin d'air en lumière quasi-monochromatique → observation des anneaux d'égale inclinaison en lumière quasi-monochromatique → observation des anneaux d'égale inclinaison en lumière blanche → observation des franges du coin d'air en lumière blanche), si on n'observe pas ce qu'on veut, il faut *charioter le miroir mobile*, si rien ne se passe, il faut alors *revenir au réglage précédent*.

# Table des matières

<b>1 Description de l'interféromètre</b>	<b>1</b>
1.1 Visite guidée de l'appareil réel . . . . .	1
1.2 Le dispositif séparateur . . . . .	3
<b>2 Étude théorique sommaire de l'interféromètre (rappels de cours)</b>	<b>3</b>
2.1 Interféromètre théorique . . . . .	3
2.2 Équivalence Michelson théorique - lame d'air . . . . .	4
<b>3 Interférences à deux ondes avec une source ponctuelle puis une source étendue</b>	<b>5</b>
3.1 Éclairage par une source ponctuelle à distance finie . . . . .	5
3.1.1 Montage équivalent . . . . .	5
3.1.2 Etude théorique . . . . .	6
3.2 Éclairage par une source monochromatique étendue spatialement à distance finie	6
3.2.1 Mise en évidence expérimentale du brouillage des franges et de l'existence d'une surface de contraste maximum (cas du Michelson monté en lame d'air) . . . . .	6
3.2.2 Extension de la source dans le cas du Michelson monté en lame d'air . . . . .	6
3.2.3 Mise en évidence expérimentale du brouillage des franges et de l'existence d'une surface de contraste maximum (cas du Michelson monté en coin d'air) . . . . .	7
3.2.4 Extension de la source dans le cas du Michelson monté en coin d'air . . . . .	8
3.3 Récapitulation : lieu de contraste maximum, localisation des franges . . . . .	8
3.3.1 Position du problème . . . . .	8
3.3.2 Cas du Michelson monté en lame d'air . . . . .	8
3.3.3 Cas du Michelson monté en coin d'air . . . . .	9
3.4 Conditions pratiques d'éclairage et de projection lors de l'utilisation du Michelson avec une source étendue spatialement . . . . .	9
3.4.1 Le point moyen de la source est à l'infini dans une direction perpendiculaire à l'un des miroirs, le Michelson est monté en coin d'air . . . . .	9
3.4.2 Le point moyen de la source est à distance fini, le Michelson est monté en lame d'air . . . . .	9
3.4.3 Récapitulation . . . . .	10
<b>4 Réglage géométrique de l'interféromètre</b>	<b>11</b>
4.1 Introduction . . . . .	11
4.2 Montage pour le réglage géométrique . . . . .	11
4.3 Éclairage . . . . .	11
4.4 Projection . . . . .	12
4.5 Première observation . . . . .	12
4.6 Réglage de la compensatrice . . . . .	12
4.7 Réglage de l'orientation des miroirs . . . . .	13
4.8 Bilan . . . . .	13
4.9 Quelques questions permettant de s'assurer de la compréhension du réglage . . . . .	13
<b>5 Observation des franges du coin d'air avec une lampe spectrale</b>	<b>14</b>
5.1 Schéma général du montage . . . . .	14
5.2 Éclairage . . . . .	14
5.3 Projection . . . . .	14

5.4	Première observation . . . . .	15
5.5	Passage à la lame d'air . . . . .	15
<b>6</b>	<b>Observation des anneaux à l'infini de la lame d'air avec une lampe spectrale</b>	<b>16</b>
6.1	Schéma général du montage . . . . .	16
6.2	Introduction . . . . .	16
6.3	Éclairage . . . . .	16
6.4	Projection . . . . .	16
6.5	Obtention des anneaux . . . . .	17
6.6	Réglage fin de la compensatrice . . . . .	17
6.7	Recherche de la teinte plate . . . . .	17
<b>7</b>	<b>Observation des anneaux à l'infini de la lame d'air en lumière blanche</b>	<b>18</b>
7.1	Introduction . . . . .	18
7.2	Obtention des anneaux . . . . .	18
7.2.1	Recherche des anneaux . . . . .	18
7.2.2	Blanc d'ordre 0 et blanc d'ordre supérieur . . . . .	18
7.2.3	Amélioration du contact optique . . . . .	18
<b>8</b>	<b>Observation des franges du coin d'air en lumière blanche</b>	<b>19</b>
8.1	Introduction . . . . .	19
8.2	Passage de la lame d'air au coin d'air . . . . .	19
8.3	Obtention du contact optique . . . . .	19
<b>9</b>	<b>Quelques expériences</b>	<b>20</b>
9.1	Mesure de l'angle $\alpha$ du coin d'air . . . . .	20
9.2	Mesure de la longueur de cohérence d'une source . . . . .	20
9.3	Mesure de l'écart du doublet jaune du mercure ou du sodium . . . . .	20
9.4	Réglage géométrique . . . . .	22
9.5	Observation des franges du coin d'air - Obtention du parallélisme des miroirs . . . . .	22
9.6	Observation des anneaux à l'infini - Obtention du contact optique . . . . .	22