

TP1 - Interféromètre de Michelson

I: PARTIE THEORIQUE

I.1 - Cohérence

a) Cohérence temporelle : Une source lumineuse capable d'émettre des vibrations monochromatiques, c'est-à-dire des vibrations illimitées dans le temps est une source qui présente de la cohérence temporelle. C'est un cas limite théorique qui n'existe pas en pratique. Les sources lumineuses émettent des vibrations de durées limitées ou trains d'ondes. La durée τ_c de la vibration est appelée temps de cohérence et sa longueur $L_c = c\tau_c$ est la longueur de cohérence ($c =$ vitesse de la lumière). L_c est de l'ordre de quelques mm pour les sources spectrales et de l'ordre de quelques dizaines de centimètres pour les lasers hélium-néon utilisés lors des travaux pratiques. La relation entre la longueur de cohérence et la composition spectrale de la lumière émise est donnée par $\Delta\nu \tau_c = 1$ (ou encore $L_c = \lambda^2/\Delta\lambda$).

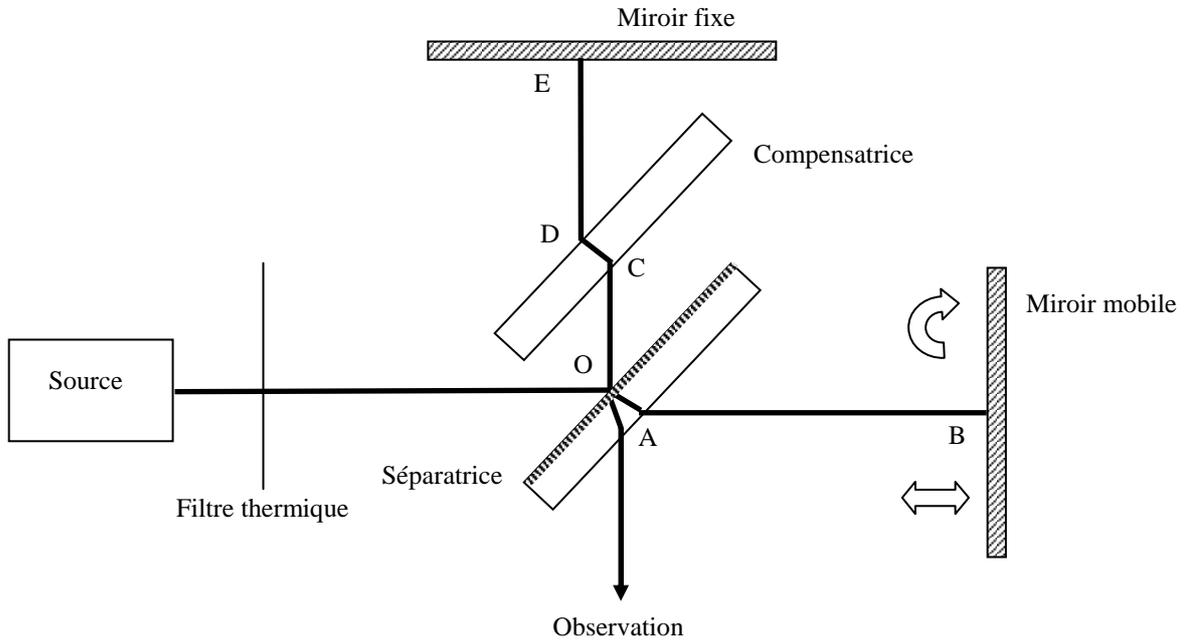
b) Cohérence spatiale : Une source lumineuse réelle a toujours des dimensions finies, mais un cas particulièrement important en optique est celui de la "source ponctuelle". Dans toutes les expériences où l'on utilise des sources qui se comportent comme des sources ponctuelles, on dit qu'il y a cohérence spatiale. C'est le cas des lasers : tout se passe comme si l'on avait une source ponctuelle au foyer d'une lentille. Le faisceau émergent est pratiquement cylindrique et tous les points d'une section normale se trouvent sur la même surface d'onde : ils sont donc en phase et parfaitement cohérents. Une source non ponctuelle (lampe spectrale, lampe à incandescence) pourra être vue comme une assemblée de sources ponctuelles réparties sur une petite surface, incohérentes entre elles, ce qui brouillera les interférences sauf dans un plan d'observation particulier (appelé plan de localisation) correspondant à la division d'amplitude (un rayon lumineux séparé en deux par réflexion / transmission).

I.2 - Principe des interférences

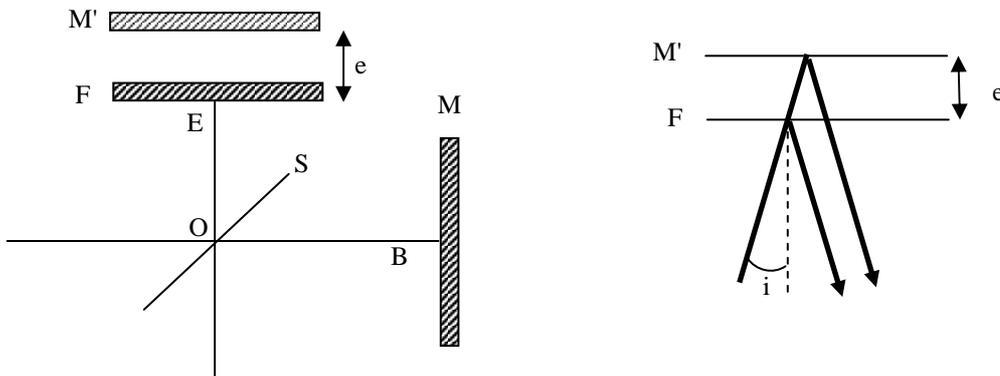
Considérons pour simplifier, deux sources en phase. En un point quelconque du plan d'observation les deux vibrations provenant des deux sources ont accompli des chemins optiques dont la différence de marche est δ . Dans les régions de l'espace où cette différence de marche vaut $\delta = m\lambda$ (m entier, appelé ordre d'interférence), les vibrations lumineuses sont en phase ($\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = m2\pi$) et l'intensité lumineuse présente un maximum correspondant aux franges brillantes. Dans les régions de l'espace où cette différence de marche vaut $\delta = (2m + 1)\lambda/2$ (m entier), les vibrations lumineuses sont en opposition de phase ($\Delta\phi = \frac{2\pi}{\lambda}\delta = \pi + m2\pi$) et l'intensité lumineuse présente un minimum correspondant aux franges sombres.

I.3 - Interféromètre de Michelson

a) Principe Interférence par division d'amplitude



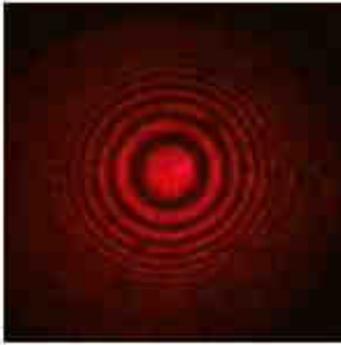
b) lame d'air - Franges d'égalé inclinaison



Soit M' l'image du miroir mobile M donnée par la séparatrice S. Lorsque M et le miroir fixe F sont perpendiculaires, M' et F constituent une **lame d'air** à faces parallèles d'épaisseur e. Lorsque les chemins optiques OB et OE sont égaux, l'épaisseur de la lame d'air est nulle (e = 0), c'est la position de **contact optique**.

En prenant garde que la réflexion en O sur la surface de la séparatrice est une réflexion air-verre pour le rayon OE et une réflexion verre-air pour le rayon BO, démontrer que la différence de marche optique δ entre deux rayons réfléchis respectivement sur les miroirs fixes et mobiles peut se mettre sous la forme $\delta = 2e \cos i + \frac{\lambda}{2}$ (***) à démontrer avant la séance de TP).

Anneaux d'interférence

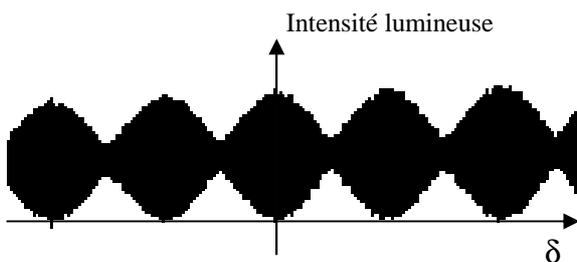


D'après la formule précédente : $\delta = Cte$ si $i = Cte$. Tous les rayons dont l'angle d'incidence sur la lame est égal à i forment un cône de révolution ayant pour axe la normale à la lame. Il en est de même pour les rayons émergents correspondants correspondant à la division d'amplitude : ils sont parallèles entre eux donc interfèrent à l'infini. Les franges d'interférences, dites ici **franges d'égale inclinaison**, sont donc des **anneaux "localisés à l'infini"** ayant pour axe la normale à la lame. On peut les observer dans le plan focal d'une lentille dont l'axe principal serait dirigé normalement à la lame d'air.

- **Rayon des anneaux à e fixe** : Si on a réglé l'épaisseur e pour avoir au centre ($i = 0$) une zone d'intensité nulle, on aura $2e = m_0 \lambda$, m_0 étant l'ordre d'interférence au centre. Les anneaux noirs sont donnés par : $2e \cos i_m = m \lambda$, m étant l'ordre d'interférence de l'anneau correspondant à une inclinaison i_m des rayons. Si i est petit, $i_p = \sqrt{p \frac{\lambda}{e}}$ avec $p = m_0 - m$ est le numéro de l'anneau en partant du centre ($p = 0, 1, 2, \dots$). Dans le plan focal d'une lentille de distance focale f , le rayon du $p^{\text{ième}}$ anneau sera donc : $r_p = f \sqrt{p \frac{\lambda}{e}}$

- **Evolution du rayon d'un anneau quand e varie** : A partir de la relation $2e \cos i_m = m \lambda$, trouver comment varie (augmente ou diminue ?) le rayon d'un anneau donné (donc m fixé) si l'épaisseur de la lame d'air augmente (***) à faire avant la séance de TP).

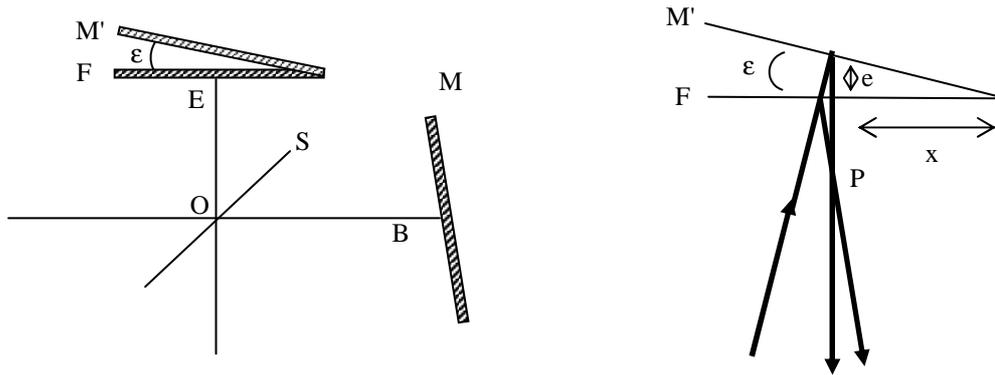
Expérience de FIZEAU



Si on éclaire le Michelson par de la lumière contenant deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ($\lambda_1 < \lambda_2$), deux systèmes de franges vont se superposer. La visibilité des franges sera maximum quand les franges brillantes de λ_1 seront quasi superposées aux franges brillantes de λ_2 (franges périodiquement en concordance) ; elle sera minimum quand les franges brillantes de λ_1 se superposeront aux franges sombres de λ_2 (franges périodiquement en discordance).

Si on fait la mesure du déplacement $(\Delta e)_n$ correspondant à n périodes de brouillage de la figure d'interférence, on détermine alors l'écart en longueur d'onde du doublet: $\Delta \lambda = \lambda_2 - \lambda_1 = n \frac{\lambda_{\text{moy}}^2}{2(\Delta e)_n}$ avec $\lambda_{\text{moy}} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$

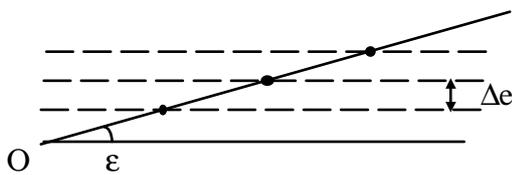
c) Coin d'air - Franges d'égal épaisseur



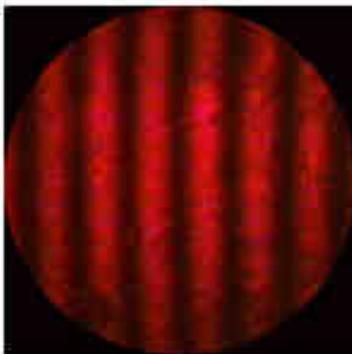
Lorsque M n'est pas perpendiculaire à OB, M' et F constituent un **coin d'air** d'angle ε. On montre (à l'aide du tracé des rayons) que la différence de marche entre les vibrations des deux rayons qui interfèrent est identique à celle produite par ce coin d'air "virtuel". Les franges sont localisées au lieu des points de rencontre P de deux rayons réfléchis provenant du même rayon incident. En incidence quasi-normale, ce lieu est un plan quasiment confondu avec celui des miroirs.

A une distance x de l'arête, l'épaisseur du coin d'air est : $e = \epsilon x$ (ε étant un angle très petit) et la différence de marche entre les deux rayons réfléchis est (e considérée constante dans cette zone) : $\delta \approx 2e + \frac{\lambda}{2}$

Franges d'interférences



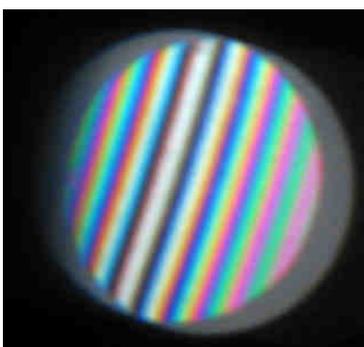
Les surfaces $\delta = cte$ sont des plans $e = cte$ parallèles à l'une des faces du coin d'air.



Les franges d'interférences observées, dites **franges d'égal épaisseur** (e du coin d'air), sont les lignes d'intersection de ces plans avec le plan de localisation, soit à peu près l'autre face : elles sont donc rectilignes, équidistantes et parallèles à l'arête du coin d'air.

Les plans correspondant à $\delta = m\lambda$ sont équidistants de $\Delta e = \lambda/2$. La distance entre deux franges sombres consécutives vaut alors : $\Delta x = x_{m+1} - x_m = \frac{\lambda}{2\epsilon}$.

L'interfrange augmente donc quand ε diminue. L'arête du coin d'air (x = 0) correspond toujours à une frange sombre.



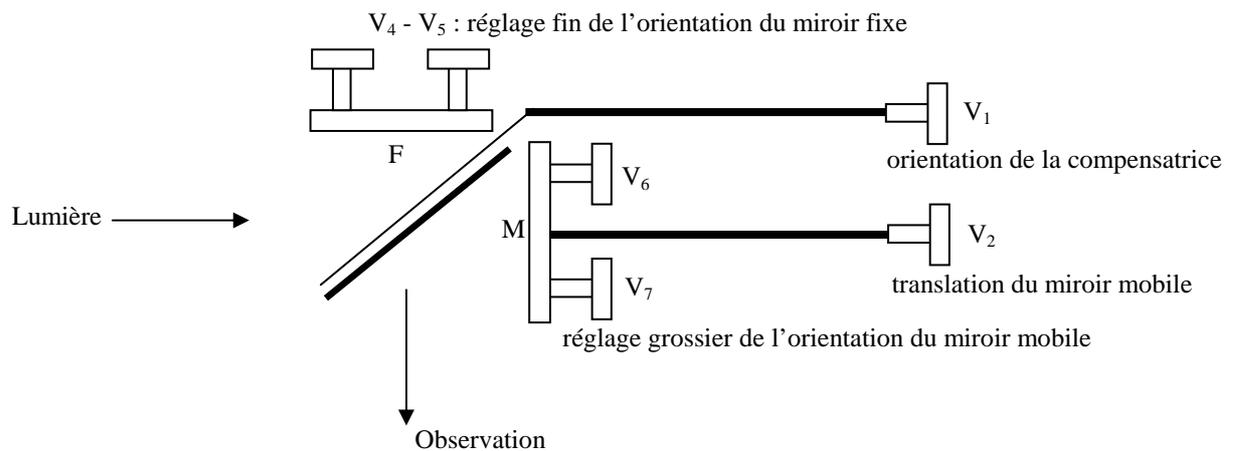
Nota Bene: En lumière blanche, sur l'arête, il y a toujours une frange sombre. Au fur et à mesure que l'on s'éloigne apparaissent des franges colorées correspondant aux "teintes de Newton". Plus loin, il y a brouillage : on obtient un "blanc d'ordre supérieur". L'observation au spectroscope montre un spectre cannelé où manque un certain nombre de longueurs d'onde, celles pour lesquelles on a $\delta = (2m+1)\lambda/2$, d'autant plus resserrées et nombreuses dans la gamme du visible que δ (donc m) est grand.

II: PARTIE PRATIQUE

II.1 Réglages préliminaires avec un laser

Le laser He-Ne émettant une lumière très cohérente (source quasi monochromatique avec une longueur de cohérence voisine de 30 cm et faisceau quasi parallèle) permet d'observer des interférences (non localisées) même lorsque la différence de marche entre les faisceaux est importante.

ATTENTION ! Ne jamais mettre l'œil dans le faisceau laser, faire les observations sur un écran



Régler le vernier de la vis de translation du miroir mobile (V_2) et le vernier de la vis d'orientation de la compensatrice (V_1) aux valeurs affichées pour le "contact optique".

Au cours de la manipulation, les réglages de l'interféromètre de Michelson seront effectués uniquement sur les mouvements du miroir mobile M avec :

- * la vis de translation V_2 pour le réglage de l'épaisseur (e) de la lame d'air
- * les vis de rotation V_6 et V_7 pour le réglage de l'angle (ϵ) du coin d'air

Eclairer l'appareil avec le faisceau laser en incidence normale et superposer les taches, dues aux réflexions multiples sur une seule ligne. Ajouter à l'entrée du Michelson un élargisseur laser (lentille convergente de très courte focale) pour agrandir le champ d'interférences. Vous devez voir des franges d'interférences (rectilignes ou anneaux).

Au cours de la manipulation, si le système de franges a été "perdu", refaire ces réglages préliminaires au laser.

Quelle que soit la nature du faisceau utilisé par la suite, l'intensité lumineuse devra toujours être également répartie sur les deux miroirs afin d'obtenir un contraste maximum pour la figure d'interférence.

Nous allons voir à présent différentes caractéristiques et applications des interférences :

II.2 Mise en évidence d'une variation de différence de marche. Application à la mesure d'un indice :

Les interférences relient la longueur d'onde λ à la différence de marche δ . Elles ont donc deux types d'applications : la mesure de différence de marche, c'est-à-dire d'épaisseur ou d'indice de réfraction (λ connue, on en déduit δ), et la spectroscopie (δ connue, on en déduit λ). Nous commençons ici par le premier cas : la mesure de l'indice de réfraction d'un gaz, avec un laser de longueur d'onde supposée connue (HeNe : 632,8 nm).

Placez devant l'un des deux miroirs une cellule refermant de l'air sous pression variable au moyen d'une pompe manuelle reliée à un manomètre (demander à l'enseignant). Pompez.

Expliquez ce que vous observez. Sachant que le défilement d'une frange est provoqué par une variation de différence de marche égale à λ , proposez une méthode de mesure de l'indice de l'air en fonction de la pression (***) à préparer avant la séance de TP).

Ces mesures, que vous n'aurez pas le temps de faire en TP, permettent d'obtenir avec notre matériel une précision sur la 6^{ème} décimale de l'indice !

II.3 Affinage du réglage : recherche de la teinte plate

Avant de remplacer le laser par une lampe spectrale, agissez sur les vis V2, V6 et V7 pour approcher au plus près la teinte plate (éclairage quasi-homogène dans tout le champ d'interférences). Pour cela, appliquez la règle suivante (qu'il faut avoir comprise, cf I.3. b et c ***) :

- si vous voyez des anneaux, agissez sur V2 pour les faire rentrer vers l'intérieur
- si vous voyez des franges rectilignes, agissez sur V6 et V7 alternativement pour augmenter l'interfrange

Préciser les valeurs idéales de ϵ et de e caractérisant ce réglage et justifiez le terme de « contact optique ».

II. 4 - Observation avec la lumière du mercure (avec un filtre pour isoler la raie verte : $\lambda = 546$ nm)

Par la suite, les lampes utilisées ont des longueurs de cohérence temporelle de 2 à 3 ordres de grandeur plus petites que celle du laser, ce qui implique de travailler assez près du contact optique pour espérer voir des interférences. Par ailleurs, la cohérence spatiale des lampes étant également plus petite, les interférences observées seront localisées.

La lampe à vapeur de mercure "basse pression" utilisée pour cette étude est caractérisée par une longueur de cohérence plus grande que les lampes "haute pression". Justifier cette affirmation.

a) Coin d'air - Franges d'égale épaisseur

Les franges d'égale épaisseur s'obtiennent en lumière quasi-parallèle (régler correctement la distance lampe – condenseur).

- Où sont-elles localisées ? A l'aide d'une lentille bien choisie, projeter la figure d'interférences sur l'écran.
- Agir sur la vis V6 ou V7 pour observer l'évolution des franges de coin d'air.
- Réglez l'orientation (V6 ou V7) de façon à observer 6 ou 7 franges sur l'écran. Mesurer (approximativement) l'interfrange sur l'écran et en déduire l'ordre de grandeur de l'angle entre les deux miroirs (tenir compte du grandissement de la projection). Commenter.

- En traduisant lentement le miroir mobile avec la vis V2 à partir de la position de "contact optique", le système de franges se translate puis se brouille, pourquoi ? Mesurer le déplacement de M donnant une diminution très notable du contraste. En déduire une estimation de la longueur de cohérence L_c de la lampe au Mercure, puis la largeur de raie $\Delta\lambda$ correspondante.

Avant de passer à la partie suivante, revenir à la teinte plate en agissant sur les vis V2, V6 et V7 comme au §II.3.

b) **Lame d'air- Anneaux d'interférence**

Les franges d'égale inclinaison s'obtiennent, en lumière convergente (modifier la distance source – condenseur), lorsque le miroir M est rigoureusement perpendiculaire au miroir F.

- Augmenter e afin d'observer l'apparition des anneaux. Où sont-ils localisés ? A l'aide d'une lentille bien choisie, observer la figure d'interférences sur l'écran.
- Idéalement, l'angle entre les miroirs doit être nul pour observer des anneaux, sinon le contraste est mauvais. Retoucher alors légèrement le réglage de V6 et V7 (ou V4 et V5, plus fins) pour améliorer la visibilité des anneaux.

II. 5 - Observation avec la lumière du sodium (lumière jaune)

En gardant le même réglage qu'en II-2b, éclairer l'interféromètre de Michelson avec la lampe à vapeur de sodium.

a) **Mesure de la longueur d'onde moyenne du sodium.**

- Choisir une position du miroir M telle que le nombre d'anneaux visibles soit au moins de 7 avec un centre noir et un contraste maximum. Noter la graduation correspondante de la vis de translation V2. En déduire la valeur de l'épaisseur e . Précision.
- Vérifier que les carrés des rayons des anneaux sont en progression arithmétique (tracez un graphique avec des barres d'erreur, cf annexe 5). En déduire la longueur d'onde moyenne λ_{moy} du doublet jaune du Na. Précision et conclusion.

b) **Mesure de l'écart $\lambda_2 - \lambda_1$ du doublet jaune du sodium.**

- En déplaçant le miroir M à l'aide de la vis V2, observer les variations périodiques dans le contraste des anneaux et les expliquer.
- Mesurer la translation Δe de M correspondant à plusieurs périodes (le plus possible). Estimez l'incertitude sur Δe : valeur et origine ? En déduire $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$ (on utilisera la valeur tabulée de $\lambda_{\text{moy}} = 589 \text{ nm}$ et non celle mesurée ci-dessus). Précision et conclusion.

Comparez les précisions des mesures de λ_{moy} et $\Delta\lambda$.

Avant de passer à la suite, revenir au contact optique le plus précisément possible.

II.6 Observation en lumière blanche, en coin d'air

a) Teintes de Newton

Remplacer la lampe précédente par une source de lumière blanche. Faire le réglage du parallélisme du faisceau en agissant sur le tirage du condenseur et projeter l'image des miroirs sur l'écran.

Le plus souvent, une plage blanche est observée car le miroir M n'est pas encore tout à fait sur sa position de "contact optique". Il faut alors ajuster sa position en déplaçant très lentement (de quelques microns seulement, soit moins d'une graduation sur V2) le miroir M autour de la position précédente pour voir apparaître des franges irisées, ajouter un petit angle si les franges sont très larges (soyez patients ! appelez l'enseignant en cas de difficulté).

- Expliquer les couleurs observées autour de la frange centrale (teintes de Newton).
- Estimer l'ordre de grandeur de la longueur de cohérence temporelle de la lampe blanche.

b) Objet de phase

Un "objet de phase" est un objet parfaitement transparent qui n'est pas visible par des méthodes d'observations ordinaires. Il ne diffère du milieu dans lequel il est plongé que par des variations d'indice ou d'épaisseur entraînant de faibles variations de différence de marche (donc de phase). En introduisant un tel objet dans l'une des branches de l'interféromètre de Michelson, la variation de phase induit une différence de marche et se manifeste par une variation de l'état d'interférences sur l'image de l'objet à la sortie de l'appareil (comme en II.2).

- Décrire et expliquer le phénomène observé sur l'écran lorsqu'un jet de gaz est envoyé devant l'un des deux miroirs (expérience faite par l'enseignant).

c) Spectre cannelé

Placer la fente d'entrée du spectroscopie dans le plan de la figure d'interférences (à la place de l'écran), parallèle aux franges. Translater le miroir jusqu'à obtenir une plage uniforme blanche (blanc d'ordre supérieur) et observer en même temps l'évolution du spectre.

- Expliquer la présence des cannelures. A quelles λ correspondent-elles ?
- Que deviennent les cannelures lorsque e augmente ?
- Sachant que le domaine de λ de la lumière visible s'étend de $0,4 \mu\text{m}$ à $0,8 \mu\text{m}$, donner l'ordre de grandeur de l'épaisseur e de la lame d'air lorsque l'on voit 3 cannelures dans le visible (***) calcul à faire avant la séance de TP). Faire le lien avec la longueur de cohérence estimée plus haut.

Conclusion :

- Comparer les différentes sources lumineuses utilisées (laser, lampe spectrale, lampe blanche) en terme de cohérence spatiale et temporelle.
- Donner l'intérêt de l'interféromètre de Michelson par rapport à d'autres dispositifs interférentiels comme les fentes d'Young par exemple.
- Conclusion sur les applications possibles de cet interféromètre.