

Interféromètre de Michelson

1 Présentation

L'interféromètre de MICHELSON est un interféromètre à division d'amplitude. Le faisceau lumineux primaire est dédoublé par une lame semi-réfléchissante LSR. Chaque partie du faisceau va ensuite se diriger sur un miroir. Le miroir M1 est orientable et peut être translaté, alors que le miroir M2 est seulement orientable. Les faisceaux retournent ensuite sur la lame semi-réfléchissante, ils se recombinaient. Une partie sort de l'interféromètre alors que l'autre revient en direction de la source. L'interféromètre est complété, d'une part, par une lame de verre anticalorique VA qui absorbe une bonne partie des infrarouges contenus dans le faisceau lumineux incident, cela évite aux autres parties de l'interféromètre de trop chauffer. D'autre part, une lame compensatrice LC est présente sur un des deux faisceaux. Nous verrons son utilité ci-dessous. L'interféromètre est présenté sur les photos de la figure 1.

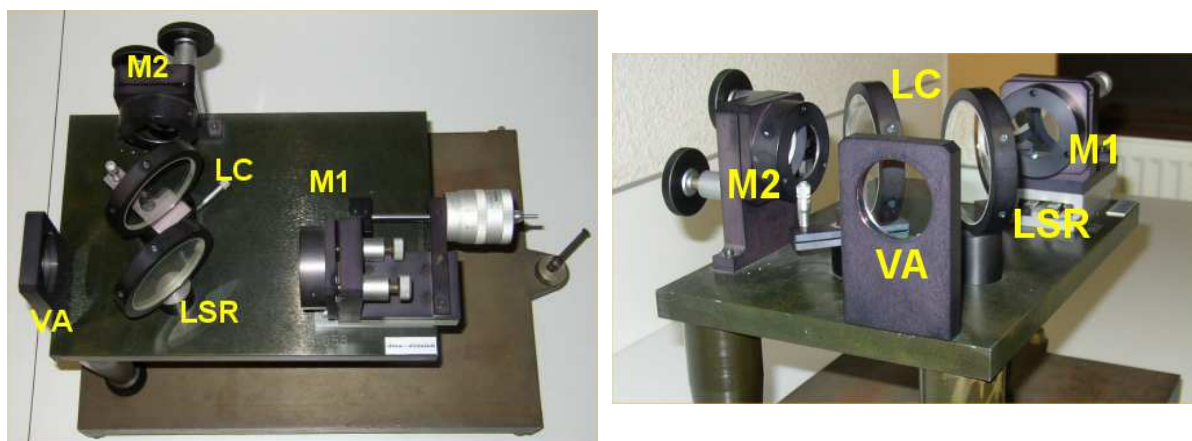


FIGURE 1 – Présentation de l'interféromètre de MICHELSON de marque *Didalab*

Sur la photographie de la figure 2, on peut voir les parcours suivis par les faisceaux lumineux. En particulier, c'est sur la face d'entrée de la lame semi-réfléchissante LSR que s'effectue la division d'amplitude.

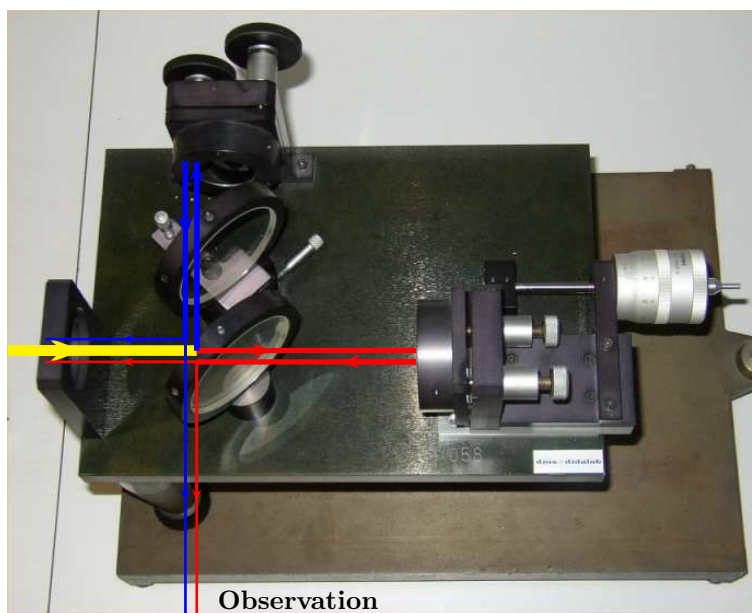


FIGURE 2 – Parcours des faisceaux lumineux

Comme on peut le voir sur le tracé des faisceaux lumineux de la figure 2, le faisceau rouge sur schéma qui se réfléchit sur le miroir M1 que l'on peut translaté (on dit encore chariotier) effectue trois traversées de l'épaisseur de la lame semi-réfléchissante LSR. Il faut donc que le faisceau allant sur le miroir M2 subisse exactement le même

parcours pour qu'ensuite, seules, les différences de position et d'orientation des deux miroirs soient créatrices de différence de marche. C'est la raison de la présence de la lame compensatrice LC sur le parcours du faisceau bleu sur le schéma.

L'interféromètre est utilisé dans deux configurations :

- Les deux miroirs sont perpendiculaires et la différence de marche est uniquement créée par une différence de distance de chaque miroir à la face réfléchissante de la lame LSR, on parle alors d'interféromètre de MICHELSON en *lame d'air*, ce que nous expliquerons ensuite. Dans le cas particulier où les deux miroirs sont à la même distance, toujours de la face réfléchissante de la lame LSR, il n'y a pas de différence de marche, on dit qu'on est au *contact optique*.
- Les deux miroirs sont au contact optique mais ils ne sont plus tout à fait perpendiculaires. Un très petit angle de l'ordre de 10^{-3} à 10^{-4} rad a été créé, on dit que l'interféromètre de MICHELSON est monté en *coin d'air*. La différence de marche provient de la différence d'orientation des faisceaux émergents.

2 Interféromètre en lame d'air

2.1 Pourquoi une lame d'air ?

Compte tenu de la présence de la lame compensatrice LC, on peut raisonner sur une lame semi-réfléchissante LSR idéale. Pour faciliter le tracé des rayons lumineux, elle sera placée à 45° sur le schéma. Les miroirs perpendiculaires sont représentés en positions décalées de e par rapport à la lame semi-réfléchissante, voir le schéma de la figure 3.

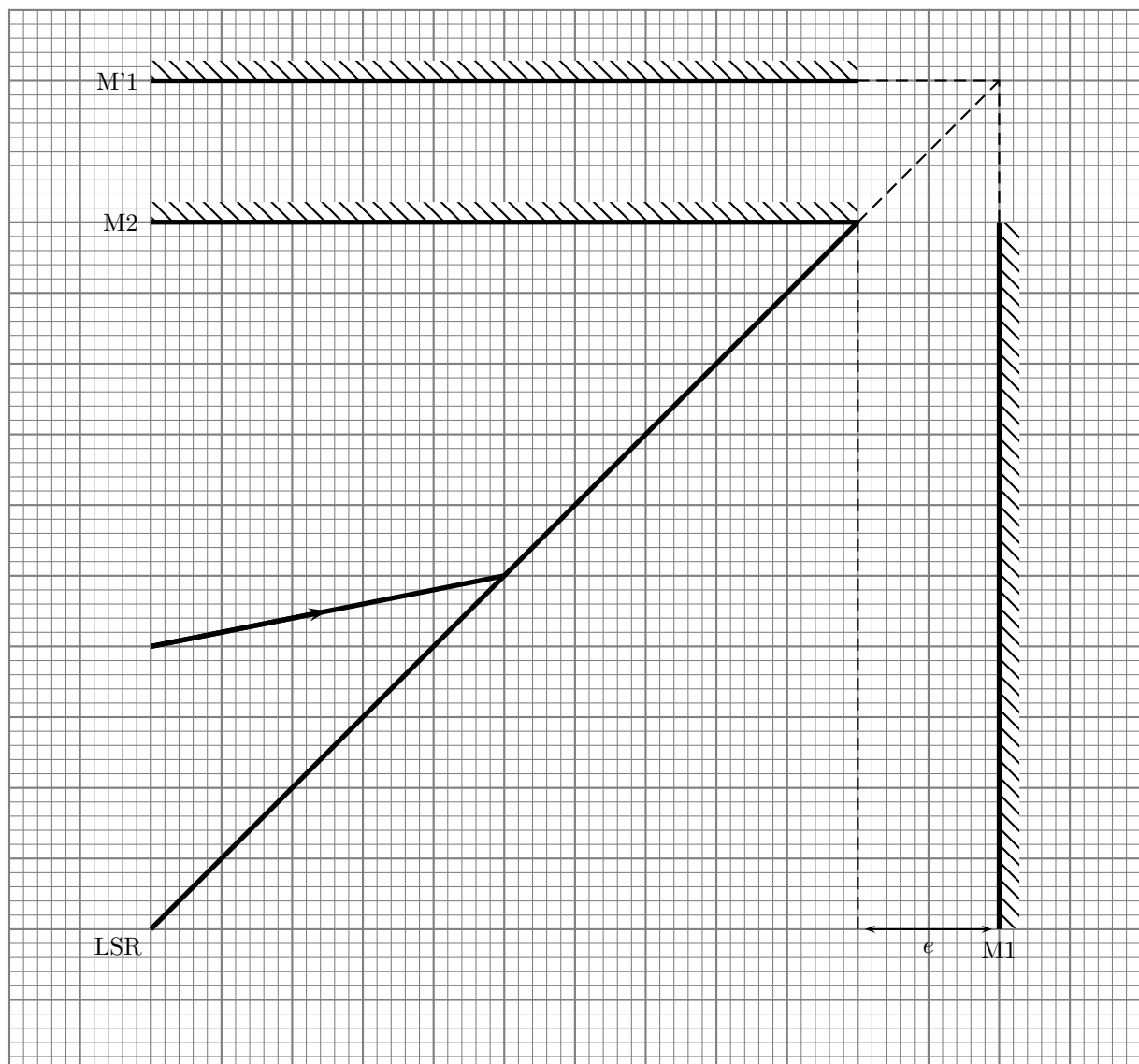


FIGURE 3 – Tracés des rayons lumineux et lame d'air

2.2 Calcul de la différence de marche

Les deux rayons secondaires qui émergent sont parallèles. Le calcul de la différence de marche δ s'effectue beaucoup plus simplement en raisonnant sur la lame d'air constituée par le miroir M2 et le miroir fictif M'1 image de M1 par la lame semi-réfléchissante. Il peut être effectué de deux façons. On utilise la figure 4.



FIGURE 4 – Calcul de la différence de marche

$$\delta = 2e \cos i$$

2.3 Observation de la figure d'interférence

Les rayons lumineux qui interfèrent sont issus de la division d'amplitude d'un même rayon incident. Comme on l'a vu, ils ressortent parallèles de l'interféromètre. Les interférences sont localisées à l'infini. Le problème de la localisation sera évoqué un peu plus loin. Pour observer les interférences, on utilise une lentille convergente et un écran placé dans son plan focal image. On observe des figures comme celles que l'on peut voir sur les photographies de la figure 6 où la photographie de droite est réalisée avec la lampe à vapeur de mercure et celle de gauche avec la lampe à vapeur de sodium.

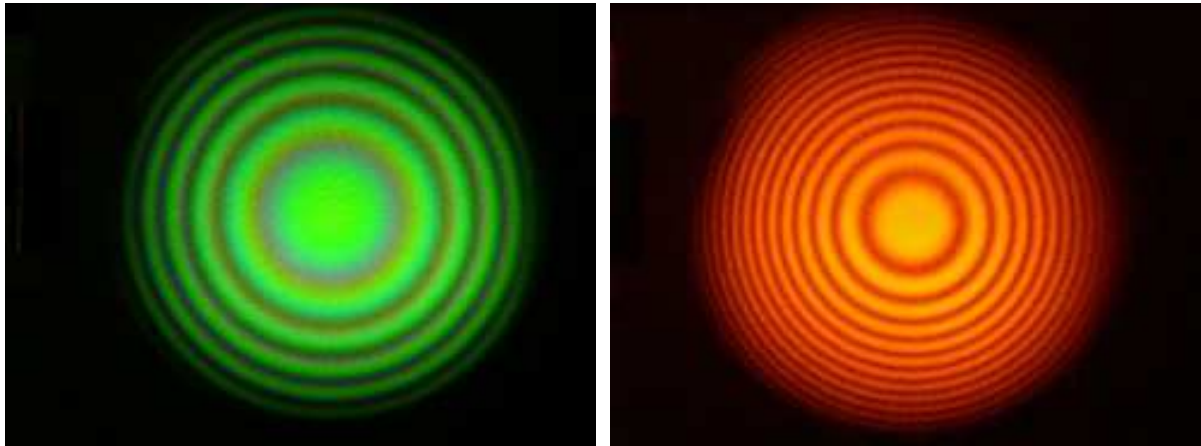


FIGURE 5 – Figures d'interférences en lame d'air

2.4 Justification et calcul de la figure d'interférence

Les franges observées sont dites **franges d'égale inclinaison**. En effet, un anneau obtenu est fixé par une valeur de l'incidence i qui représente l'inclinaison des rayons lumineux par rapport à l'axe optique puisque la différence de marche est $\delta = 2e \cos i = p\lambda$ avec p fixé pour un anneau donné donc i fixé.

2.5 Contact optique

Lorsque l'on se rapproche du contact optique, le nombre d'anneaux visible diminue et leur largeur augmente jusqu'à ce que l'intégralité de la figure d'interférences prennent une teinte uniforme qualifiée de *teinte plate* de NEWTON. Sur la photographie de droite, on est plus près du contact optique que sur celle de gauche. L'épaisseur de la lame d'air à ce moment est de l'ordre du micron voire en dessous.

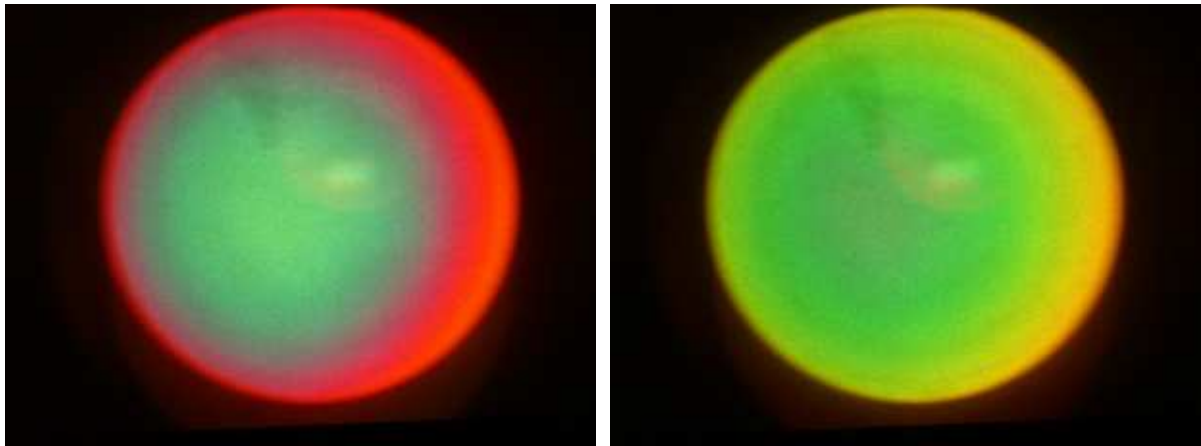


FIGURE 6 – Figures d'interférences en lame d'air au voisinage du contact optique

2.6 Observation dynamique des anneaux

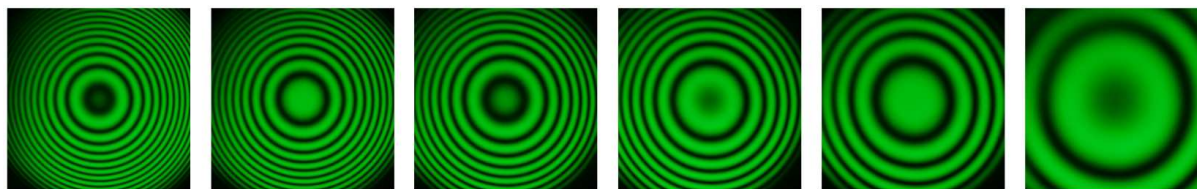


FIGURE 7 – Figures d'interférences successives lorsqu'on modifie l'épaisseur de la lame d'air

Dans quel sens évolue la différence de marche si l'on observe successivement les figures d'interférences de la gauche vers la droite sur la figure 7 ?

2.7 Conditions d'éclairage et d'observation

Lors de l'utilisation pratique de l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air, on recherche les conditions qui permettent d'optimiser l'observation des interférences. L'obtention d'un frange d'interférence étant liée à la condition $\delta = 2e \cos i = p\lambda$ avec $p \in \mathbb{N}$, on cherchera à éclairer l'interféromètre avec une source lumineuse relativement puissante qui émet des rayons lumineux présentant une grande variété d'angle d'incidence i . Les lampes spectrales à vapeur de mercure **Hg** ou à vapeur de sodium **Na** que l'on trouve en TP sont adaptées. Il suffit de les placer relativement près de l'entrée de l'interféromètre, entrée marquée par la position du verre anticalorique. Toutefois pour réaliser de belles projections de la figure d'interférences, on utilise une lentille convergente de courte focale - appelée condenseur $f \simeq 15 \text{ cm}$ - qui permet de faire converger la lumière et, par le fait, de la concentrer sur les miroirs. Dans ce réglage, on conjugue la source et les miroirs.

Pour l'observation, nous avons vu que les rayons qui interfèrent à l'infini sont obtenus par division d'un seul rayon qui possédait l'incidence i sur le miroir. Ce contexte est favorable à la visualisation des franges d'interférences avec un très bon contraste. Nous verrons à la fin de ce chapitre que l'ordre p d'interférences est indépendant du point source de rayon lumineux d'origine. Cette situation tolère donc d'utiliser une source large. De plus, comme nous venons de le rappeler les franges d'interférences sont localisées à l'infini, leur observation s'effectuera dans le plan focal image d'une lentille convergente. En TP, on choisit fréquemment une lentille de focale $f = 1 \text{ m}$. Il ne faut pas oublier que ces franges sont aisément observables à l'œil nu, ici, sans accommodation puisque les rayons sont parallèles.

3 Interféromètre en coin d'air

3.1 Pourquoi un coin d'air ?

Comme pour la lame d'air, il est préférable de raisonner avec le miroir M2 et l'image M'1 du miroir M1 par la lame semi-réfléchissante LSR idéale. Les miroirs ne sont plus tout à fait perpendiculaires, M1 a été tourné d'un angle α très petit volontairement exagéré sur la figure 8.

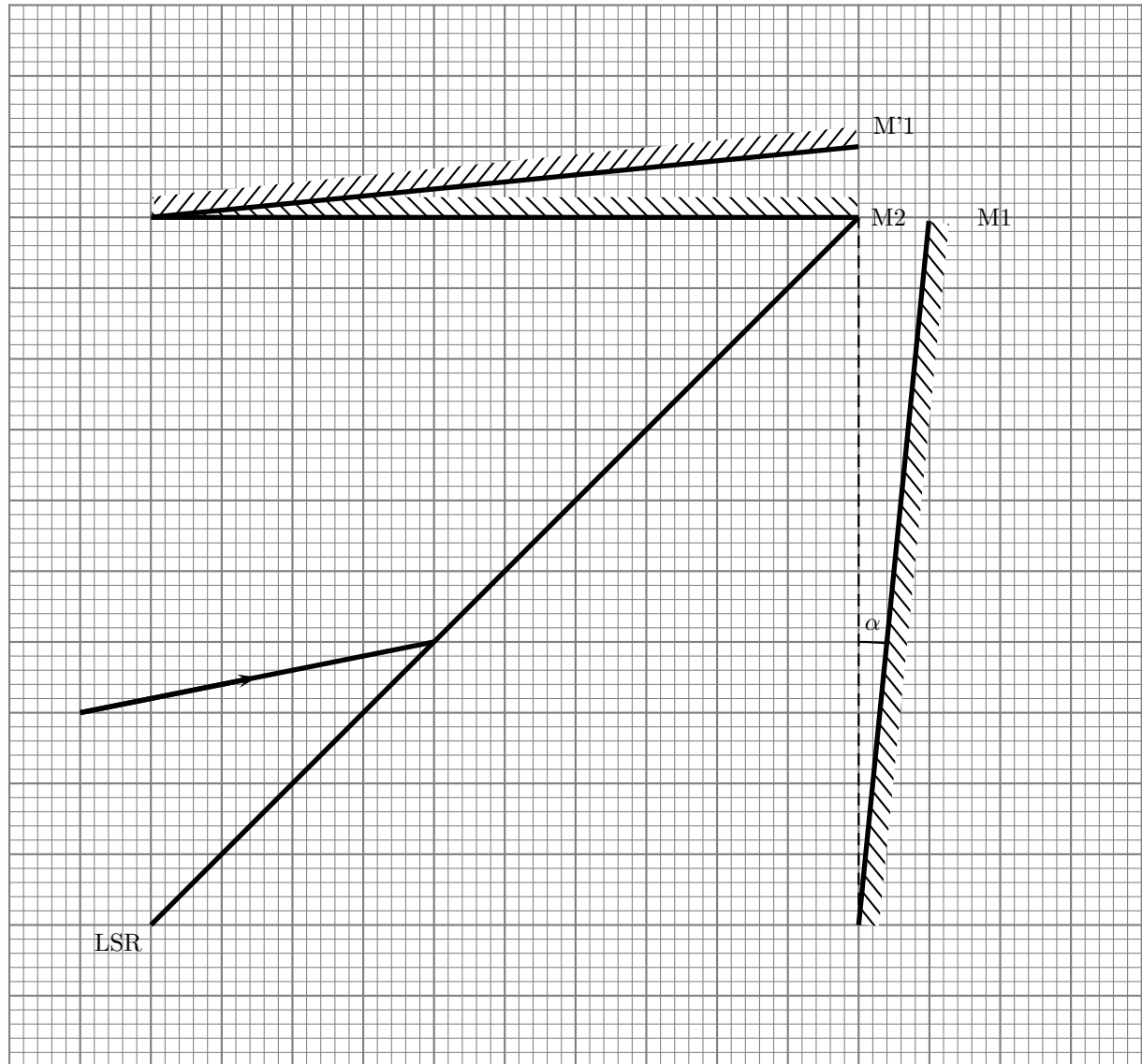


FIGURE 8 – Tracés des rayons lumineux et coin d'air

On constate, ici, au contraire de la lame d'air que les rayons qui émergent sont divergents et que les interférences sont localisées au niveau du coin d'air. Cette affirmation est d'autant plus compréhensible que l'angle α est petit ce qui, dans la pratique, est toujours assuré puisque $\alpha \simeq 10^{-3}$ à 10^{-4} rad.

3.2 Calcul de la différence la marche

3.3 Observation des interférences

Les interférences sont localisées sur le coin d'air. Le problème de la localisation sera évoqué un peu plus loin. Pour observer les interférences, on utilise une lentille convergente et un écran placé dans un plan de front tel que ce plan soit le conjugué par la lentille du coin d'air quasiment assimilable à un plan. On observe des figures comme celles que l'on peut voir sur les photographies de la figure 9 où la photographie de gauche est réalisée avec une source monochromatique obtenue avec un filtre de qualité et celle de droite est en lumière blanche.

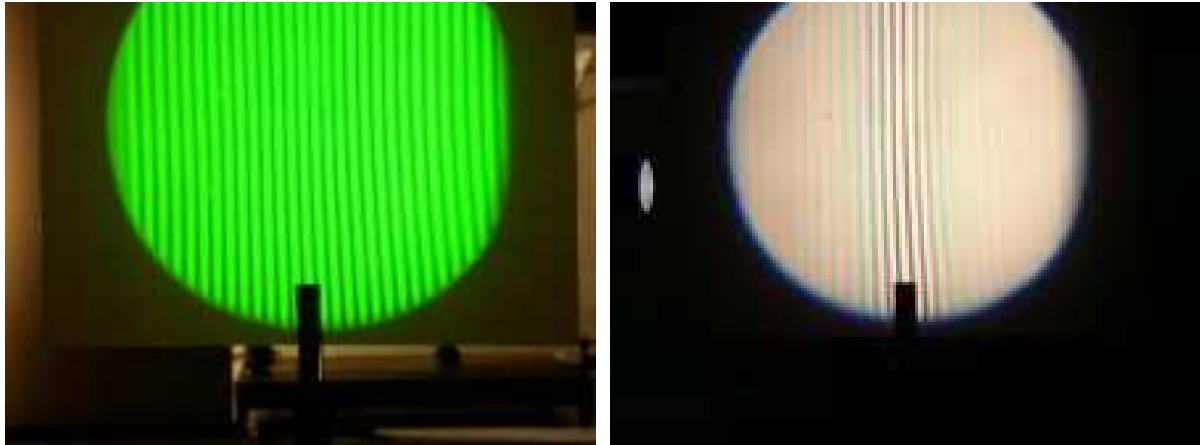


FIGURE 9 – Figures d'interférences en coin d'air

3.4 Justification et calcul de la figure d'interférence

Les franges observées sont dites **franges d'égale épaisseur**. En effet, une frange rectiligne obtenue est fixée par une valeur de l'épaisseur du coin d'air αx puisque la différence de marche est $\delta = 2\alpha x = p\lambda$ avec p fixé pour une frange donc αx fixé.

3.5 Conditions d'éclairage et d'observation

La situation de la lame d'air est nettement différente de celle du coin d'air. Nous l'avons aisément compris puisque l'on passe de franges circulaires à des franges rectilignes. Sur le plan de l'éclairage, nous avons présenté une situation de calcul simplifiée si l'on peut dire pour aboutir à l'expression $\delta = 2\alpha x$. Nous avons travaillé avec des rayons lumineux quasi-normaux, c'est-à-dire d'angle d'incidence sur le miroir nul ou quasi-nul. Pour respecter cet éclairage, il faut essayer d'obtenir un faisceau parallèle qui arrive perpendiculairement sur l'un des deux miroirs (sur l'autre c'est quasiment le cas puisque l'angle α est très petit). Pour cela, on pourra utiliser un diaphragme limitant l'extension de la source et le placer au foyer d'une lentille convergente d'assez courte focale. Ainsi le faisceau sortant sera parallèle à l'axe optique de la lentille. On constate, en pratique, que même si on ne respecte pas tout à fait ces conditions, l'observation des franges est possible.

Par contre, les franges d'interférences rectilignes sont, comme nous l'avons vu, localisées sur le coin d'air. Leur observation peut être faite à l'œil mais cette fois en accommodant. Si l'on veut réaliser une projection, il sera indispensable de conjuguer le coin d'air, c'est-à-dire les miroirs - puisque l'on est au voisinage du contact optique - et l'écran. Celui-ci ne pourra pas être placé dans le plan focal image de la lentille convergente utilisée. En général, on choisit une focale $f \simeq 20$ cm. Ceci va provoquer un grandissement transversal dont il faudra tenir compte dans les mesures d'interfranges.

Lorsqu'on utilise un laser ou même une lampe spectrale (Hg, Na...), on peut observer des franges à des positions assez éloignées du contact optique. Par contre, si l'on est en lumière blanche, il n'y a quasiment pas de tolérance autour du contact optique pour voir les franges rectilignes.

3.6 Interposition d'une lame de verre

On se place en coin d'air au voisinage du contact optique, seule position où les franges rectilignes sont observées avec un bon contraste. Sur le trajet d'un des deux rayons lumineux, on interpose une lame de verre perpendiculairement au faisceau lumineux, voir le schéma de la figure 10. La lame de verre possède un indice de réfraction n et une épaisseur e . On utilise une source de lumière blanche. Dans le premier cas, la différence de marche est $\delta_1 = 2\alpha x$. Avec la présence de la lame, on obtient $\delta_2 = 2\alpha x + 2(n-1)e$.

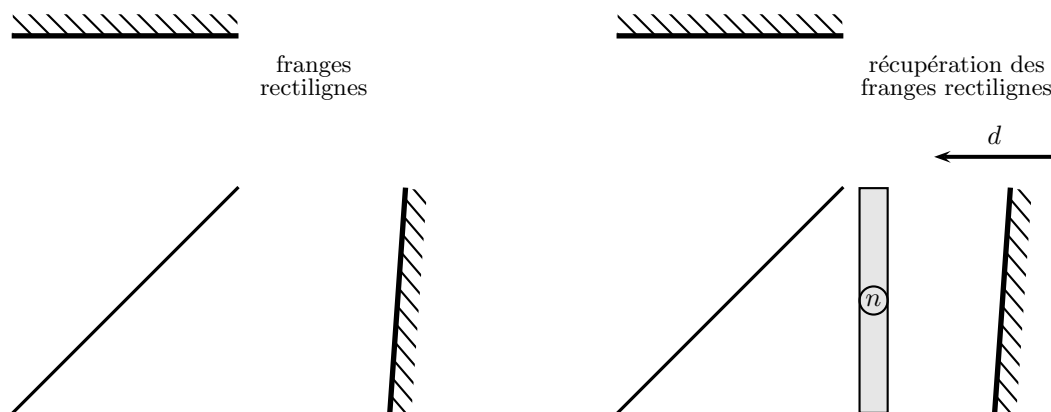


FIGURE 10 – Interposition d'une lame de verre

L'introduction de la lame a augmenté la différence de marche : $\delta_2 = 2\alpha x + 2(n-1)e$. Mais, comme nous sommes en lumière blanche, la cohérence temporelle de la source est faible. On ne voit plus les franges d'interférences. Pour les obtenir à nouveau, il faut faire diminuer la différence de marche pour revenir à $\delta_1 = 2\alpha x$. On utilise alors la vis micrométrique de déplacement du miroir chariotable et lorsque les franges réapparaissent, on a en quelque sorte annulé la contribution de $2(n-1)e$. En déplaçant, le miroir de la distance d , on réduit la différence de marche de $2d$. Au moment de la réapparition des franges, on a :

$$d = (n-1)e$$

On peut effectuer la mesure très précise d'une très faible épaisseur e grâce à cette méthode, à condition toutefois de connaître l'indice n du verre traversé.

La modification du chemin optique sur un des deux bras est très perceptible avec l'interféromètre de MICHELSON réglé en coin d'air lors des TP. On pourra injecter un peu de gaz sur un des deux parcours. L'indice de réfraction du gaz projeté est un peu différent de celui de l'air. En fonction de l'écoulement du gaz dans la figure, on voit les franges rectilignes se déformer. C'est que l'on peut apprécier sur les photographies de la figure 15. On remplace, ici, la lame de verre évoquée avant par une couche de gaz.

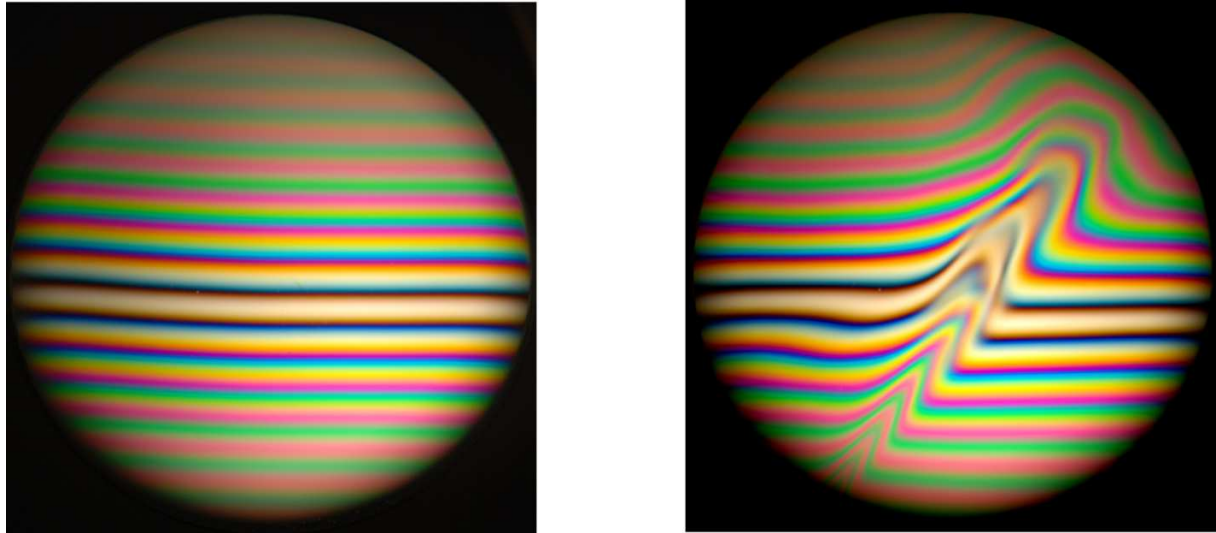


FIGURE 11 – Franges du coin d'air perturbées par l'écoulement d'un gaz sur le parcours d'un deux rayons lumineux

La détection des ondes gravitationnelles sur les interféromètres LIGO (USA) et VIRGO (Europe) est basée sur les modifications des chemins optiques sur les deux voies de l'interféromètre au passage de l'onde gravitationnelle. La modification du chemin optique n'étant pas la même sur chaque voie, il en résulte une évolution dans les interférences entre les deux faisceaux utilisés.

4 Applications de l'interféromètre de Michelson

4.1 Aspect historique

4.1.1 L'expérience de Michelson-Morley

L'interféromètre de MICHELSON a été mis au point en 1881 par le physicien américain ALBERT MICHELSON (1852-1931). Ce dernier l'a perfectionné en 1887 avec son compatriote EDWARD MORLEY (1838-1923). L'objectif de ces deux physiciens était de mettre en évidence l'existence d'un milieu matériel jusqu'alors hypothétique : *l'éther*. Ce milieu était, selon les théories de l'époque, le support des ondes électromagnétiques prévues théoriquement par la toute nouvelle théorie de l'Électromagnétisme de MAXWELL. La lumière se déplaçait à $c \simeq 300\,000 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$ par rapport à l'éther et la Terre sur son orbite autour du Soleil à $v \simeq 30 \text{ km} \cdot \text{s}^{-1}$. Le rapport $\beta = v/c$ de ces deux vitesses est donc l'ordre de 10^{-4} . L'interféromètre était réglé au contact optique (à la meilleure précision possible de l'époque) avec le trajet LSR-M1 dans la direction de la vitesse v de la Terre sur son orbite. Le trajet LSR-M2 était donc perpendiculaire à la direction de déplacement de la Terre. Voir le schéma de la figure 12 où sont indiquées les vitesses de la lumière que l'on obtient en appliquant la loi classique de composition des vitesses de NEWTON et de GALILÉE.

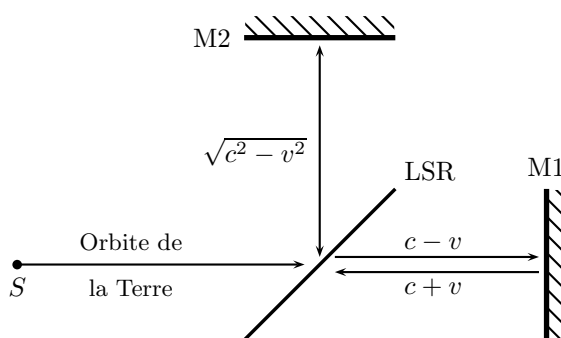


FIGURE 12 – Expérience de MICHELSON-MORLEY

Si l'on note ℓ la distance commune des deux miroirs à la lame semi-réfléchissante, le temps de parcours sur le bras LSR-M1 est donc $\frac{\ell}{c-v} + \frac{\ell}{c+v} = \frac{2\ell}{c} \frac{1}{1-\beta^2}$. Sur le bras LSR-M2, la durée de parcours de $\frac{2\ell}{\sqrt{c^2-v^2}} = \frac{2\ell}{c} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. La différence des temps de parcours implique obligatoirement l'existence d'une différence de marche. Compte tenu du fait que $\beta \ll 1$, on peut effectuer un développement limité et écrire que la différence des temps de parcours est $\Delta t \simeq \frac{\ell}{c} \beta^2$. Il existe donc une différence de marche entre les deux faisceaux issus de la lame-semi-réfléchissante : $\delta = c\Delta t = \ell\beta^2$. Pour améliorer la sensibilité du dispositif, celui-ci était tourné d'un angle de $\pi/2$, ce qui échangeait les rôles des deux chemins optiques suivis. Entre la première situation et la seconde, il y avait donc au total une variation $\delta_t = 2\ell\beta^2$ et par conséquent un changement de l'ordre d'interférences Δp tel que :

$$\Delta p = \frac{2\ell}{\lambda} \beta^2 = \frac{2\ell}{\lambda} \frac{v^2}{c^2}$$

La longueur de chaque bras avait été choisie par MICHELSON et MORLEY de l'ordre de 11 m. Elle avait été très précisément réglée pour que $\ell = 2 \times 10^7 \lambda$ pour une longueur d'onde dans le jaune ($\lambda \simeq 0,55 \mu\text{m}$). Comme le rapport $\beta \simeq 10^{-4}$, on en déduit que la variation de l'ordre d'interférence était :

$$\Delta p \simeq 0,4$$

On passe quasiment d'une figure d'interférences où une frange brillante est remplacée par une frange sombre ($\Delta p_{b \rightarrow s} = 0,5$). Cela était largement supérieur à la sensibilité du dispositif expérimental : $\Delta p_{\min} \simeq 0,005$. Or, en renouvelant un grand nombre de fois l'expérience, jamais aucun changement de cette nature n'a été observé.

4.1.2 Les conséquences de l'expérience

La conclusion tirée de cette expérience était que les deux temps de parcours de la lumière étaient identiques. Cela remettait en cause les bases de la mécanique de NEWTON. L'expérience de MICHELSON et MORLEY n'a pas été remise en cause tant elle avait été menée de façon rigoureuse et précise. De plus, au cours du 20^{ème}

siècle, elle a été à nouveau effectuée en utilisant un laser et des longueurs de bras de l'ordre du kilomètre ! La variation de l'ordre d'interférences, s'il y a, est extrêmement petite $\Delta p < 10^{-12}$, confirmant ainsi les premiers résultats obtenus un siècle plus tôt.

Après les réflexions et les travaux de nombreux physiciens et, en particulier, de LORENTZ et POINCARÉ, ALBERT EINSTEIN proposa la théorie de la Relativité Restreinte en 1905 qui affirma l'abandon de la nécessité d'un milieu comme *l'éther*. Cette théorie dit que les ondes électromagnétiques se propagent dans le vide à la vitesse c et cela quel que soit le mouvement de la source et, enfin, que la vitesse c est indépendante du référentiel lié à l'observateur. On retiendra donc, que l'interféromètre de MICHELSON a eu une importance considérable dans l'évolution des théories en Physique avec la naissance de la Relativité Restreinte en 1905, théorie qui fut une première étape vers la théorie de la Relativité Générale d'EINSTEIN en 1916.

4.2 Applications classiques

L'interféromètre de MICHELSON a été utilisé en astronomie pour déterminer le diamètre apparent d'une étoile ou bien pour mesurer la distance angulaire séparant les deux composantes d'une étoile double. On l'a aussi utilisé, toujours dans le domaine de l'astronomie pour étudier la sismologie d'étoile et, en particulier, celle du Soleil (héliosismologie). En laboratoire, l'interféromètre de MICHELSON est utilisé pour établir le profil d'une raie d'émission d'une source, ou bien encore pour mesurer des indices optiques ou des épaisseurs. Mais une de ses applications les plus naturelles est l'étude de surfaces réfléchissantes. On utilise, par exemple, une surface plane de très grande qualité pour le miroir M1 et la surface à tester à la place du miroir M2. On se place au contact optique, alors tout défaut de planéité de surface de taille de l'ordre de quelques dixièmes de la longueur d'onde sera perceptible par formation de franges.

5 Le problème de la localisation des franges d'interférences

Ce thème est hors programme mais il est indispensable de connaître quelques points relatifs à la localisation. Cette question n'est pas spécifique de l'interféromètre de MICHELSON mais comme cet interféromètre permet d'utiliser facilement des sources larges (autant sur le plan spatial que spectral), il peut paraître paradoxal de prime abord d'obtenir de très belles figures d'interférences. On montrera que les figures qui présentent des franges sont obtenues dans des endroits précis de l'espace d'où le terme de localisation.

5.1 À retenir

En lame d'air et source large :

les franges circulaires sont localisées à l'infini.

En coin d'air et source large :

les franges rectilignes sont localisées sur le coin d'air.

Avec une source ponctuelle, les franges ne sont pas localisées. Dans tous les cas, elles sont perceptibles dans tout l'espace.

5.2 Lame d'air

Le problème de la localisation ne sera étudié que pour la lame d'air. Il sera admis pour le coin d'air. On éclaire l'interféromètre de MICHELSON en lame d'air à l'aide de deux sources ponctuelles S et S' monochromatiques et émettant la même longueur d'onde λ . Ces deux sources ponctuelles distinctes sont incohérentes, aucune relation de phase particulière n'existe entre elles. On réalise la construction des sources secondaires correspondantes et on s'intéresse aux deux différences de marche créées en un même point de l'espace. Les constructions seront réalisées sur le schéma de la figure 13. Afin d'avoir une idée précise de l'influence de la position du point source sur la figure d'interférences, on travaillera avec une échelle telle que la longueur d'onde λ correspondra au côté d'un gros carré. La distance séparant les deux sources S et S' sera par conséquent de λ . Si l'on se place dans le domaine optique, cela signifie que l'on travaille avec une source large (composée par S et S') d'une taille de l'ordre de $1\text{ }\mu\text{m}$. Cet exemple va être suffisant pour nous faire comprendre la nature du problème, et comme la taille d'une source réelle utilisée avec l'interféromètre de MICHELSON est de l'ordre de 1 cm , on comprend mieux le problème de localisation des franges.

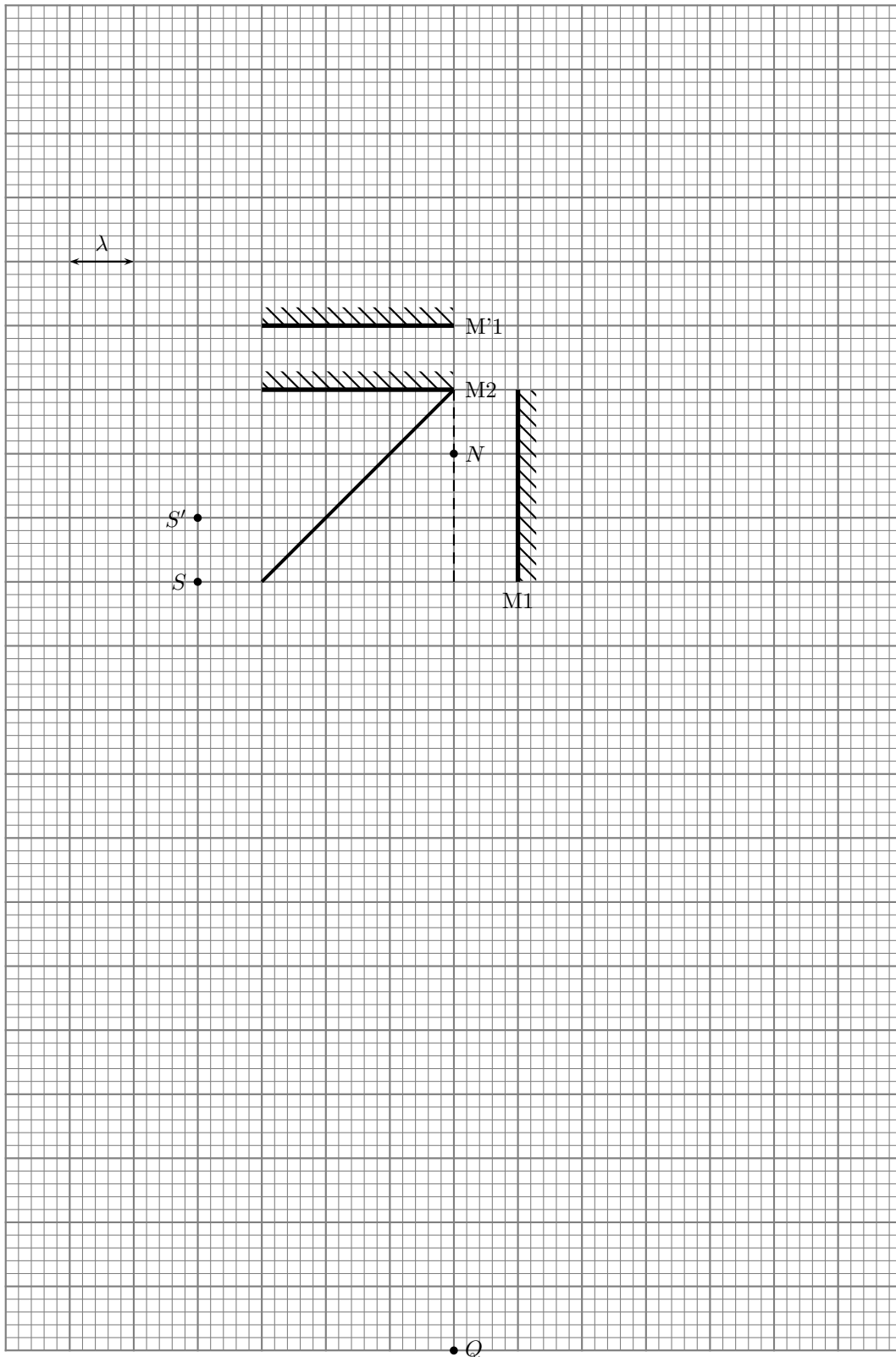


FIGURE 13 – Source lumineuse composée de deux sources ponctuelles

On note S_1 l'image de S par l'ensemble LSR-M1, S_2 l'image de S par l'ensemble LSR-M2 et respectivement S'_1 et S'_2 pour S' .

On constate que :

$$\Delta p_N = \frac{\Delta \delta_N}{\lambda} = \quad \text{et} \quad \Delta p_Q = \frac{\Delta \delta_Q}{\lambda} =$$

En conclusion, on constate que plus on s'éloigne des sources secondaires plus l'ordre d'interférences est insensible à la position du point source, autorisant l'utilisation d'une source de plus en plus large. On complète le schéma de la figure 13 par le tracé de droites parallèles issues des points sources secondaires, confirmant bien que si le point d'observation est situé à l'infini, alors la différence de marche est totalement indépendante du point source et ne dépend que de l'orientation de la direction étudiée. On peut aussi voir le problème de la non-perception des franges à distance finie en se souvenant que, dans un plan perpendiculaire à la droite formée par les deux sources secondaires, l'on obtient un système de franges circulaires pour une source ponctuelle. Si l'on multiplie les sources secondaires, on multiplie les systèmes d'anneaux qui présenteront tous des centres différents. On assiste à un brouillage assez rapide de la figure d'interférences. Lorsque le point d'observation se situe à l'infini, tous les centres sont alors confondus. Voir le schéma de la figure 14 où les couleurs ne représentent que les différentes sources qui émettent toutes à la même longueur d'onde.

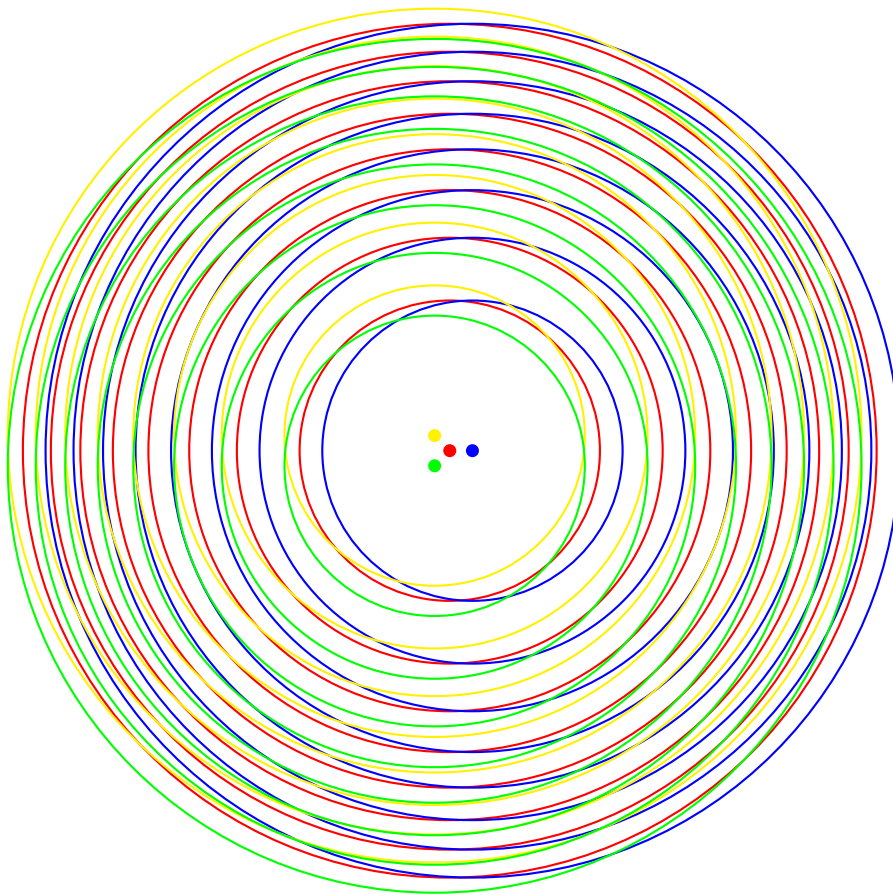


FIGURE 14 – Brouillage des franges avec 4 sources ponctuelles observées à distance finie

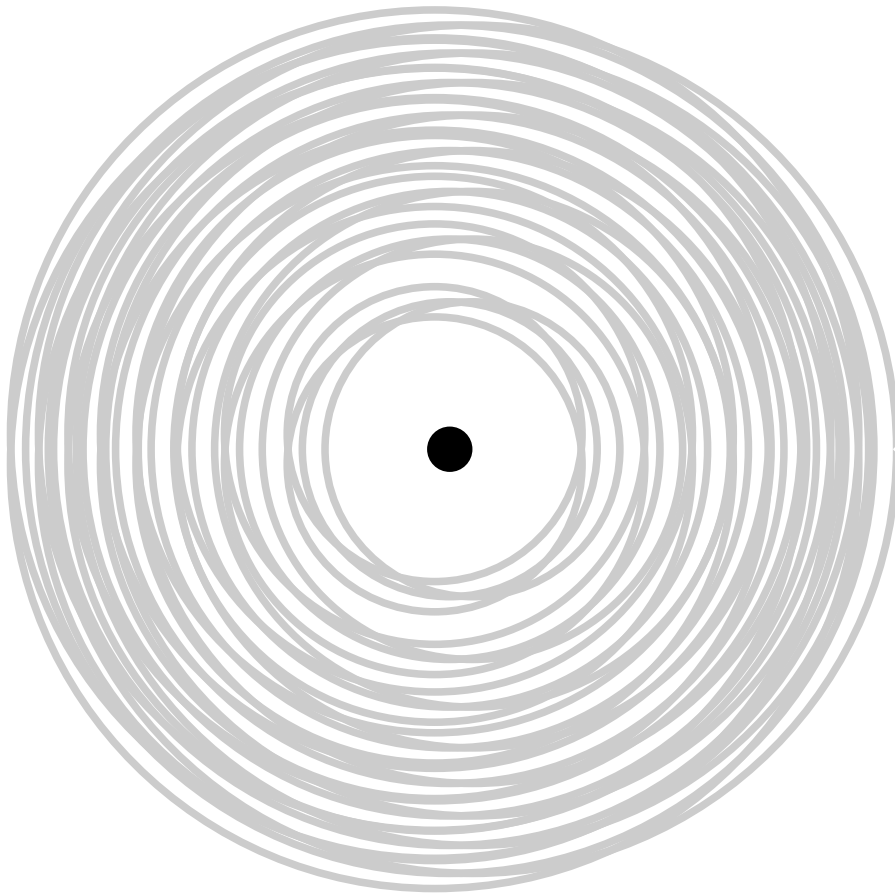


FIGURE 15 – Brouillage des franges avec une source large observées à distance finie

