

# Interférences de la lumière

## Théorie et applications

par **Patrick BOUCHARÉINE**

*Ancien élève de l'École normale supérieure*

*Professeur à l'École supérieure d'optique et à l'université Paris-Sud, Orsay*

<b>1. Interférences à deux ondes : les fentes d'Young</b> .....	R 6 475 - 2
1.1 Cas monochromatique.....	— 3
1.2 Chemin optique.....	— 4
1.3 Ondes planes.....	— 4
1.4 Largeur de la source : cohérence spatiale.....	— 5
1.5 Largeur spectrale et cohérence temporelle.....	— 5
1.6 Franges de superposition.....	— 6
<b>2. Premiers interféromètres à deux ondes</b> .....	— 6
2.1 Interféromètre de Jamin.....	— 6
2.2 Interféromètre de Fizeau.....	— 7
2.3 Interféromètre de Sagnac.....	— 7
<b>3. L'interféromètre de Michelson</b> .....	— 8
3.1 Source ponctuelle : franges non localisées.....	— 8
3.2 Source étendue : franges localisées.....	— 9
3.3 L'expérience de Michelson et Morley.....	— 9
3.4 La mesure du mètre en longueurs d'onde.....	— 10
<b>4. Interféromètre de Mach-Zehnder</b> .....	— 11
<b>5. Interférences à ondes multiples</b> .....	— 11
5.1 Interférences à trois ondes.....	— 11
5.2 Réseau dit « de diffraction ».....	— 11
5.3 Interféromètre de Fabry et Perot.....	— 13
5.4 Franges de superposition.....	— 14
5.5 Couches multidiélectriques.....	— 14
5.6 Réseaux de Bragg.....	— 15
<b>6. Interféromètres à polarisation</b> .....	— 16
6.1 Structure d'une onde électromagnétique.....	— 16
6.2 Lumière naturelle et lumière polarisée.....	— 16
6.3 Propagation dans un milieu anisotrope.....	— 16
6.4 Interférences en lumière polarisée.....	— 17
6.5 Interféromètres à polarisation.....	— 18
<b>7. Applications des interféromètres</b> .....	— 18
7.1 Contrôles des surfaces optiques.....	— 18
7.2 Mesure des grands rayons de courbure.....	— 19
7.3 Mesure des déplacements par comptage de franges.....	— 20
7.4 Mesure de l'indice de réfraction des gaz.....	— 21
7.5 Microscopes à polarisation.....	— 21
7.6 Détection hétérodyne.....	— 22
7.7 Interférométrie astronomique.....	— 22
7.8 À la recherche des planètes.....	— 23
7.9 À la recherche des ondes gravitationnelles.....	— 23
<b>8. Conclusion</b> .....	— 24
<b>Pour en savoir plus</b> .....	Doc. R 6 475

C'est Isaac Newton qui, le premier, vers 1750, observa et décrivit un phénomène interférentiel. En appliquant une lentille convexe de grand rayon de courbure sur un plan optique, on voit par réflexion une série d'anneaux concentriques typiques, les anneaux de Newton. Nous décrirons ces anneaux à propos de leur application moderne pour la mesure interférentielle des grands rayons de courbure (§ 7.2). Partisan d'une théorie corpusculaire de la lumière, Newton se donna beaucoup de mal pour interpréter le phénomène à partir de ses idées et son autorité étouffa pour longtemps les chances de voir éclore une conception ondulatoire des phénomènes lumineux. Cependant, on retrouve dans sa théorie des « accès » beaucoup des propriétés d'une onde périodique dans l'espace et Thomas Young, l'un des découvreurs de la nature ondulatoire de la lumière, dit avoir trouvé beaucoup de ses idées dans les textes de Newton.

Les interférences lumineuses permettent une observation commode de très petites variations de distances, de l'ordre de grandeur des longueurs d'onde mises en jeu, c'est-à-dire de l'ordre de  $0,5\ \mu\text{m}$ . Ce sont toujours des mesures différentielles qui donnent un écart de phase par rapport à une référence : déplacement par rapport à un point supposé fixe, déformation par rapport à une forme de référence (plan, sphère ou autre). Les techniques visuelles aussi bien que les techniques radiométriques permettent d'atteindre de faibles fractions de frange (entre  $1/10$  et  $1/1\ 000$ ) donnant ainsi accès à des sensibilités nanométriques (le nanomètre est la milliardième partie du mètre). Devenues d'usage courant depuis l'apparition des lasers et de leur extrême cohérence, les interférences lumineuses sont maintenant un outil très employé aussi bien à l'atelier d'optique que dans les contrôles industriels. Nous rappellerons dans cet article quelques propriétés de base des interférences lumineuses en revoyant quelques expériences fameuses, puis nous dresserons un bilan des principales applications sans oublier quelques grands projets actuellement en développement, et qui illustrent les possibilités incroyables de la lumière dans le contexte actuel de l'instrumentation scientifique.

## 1. Interférences à deux ondes : les fentes d'Young

C'est Thomas Young qui, en 1801, découvre et interprète convenablement les interférences lumineuses. Celles-ci sont tout d'abord obtenues au moyen de deux trous éclairés par une source ponctuelle, puis l'expérience gagne en luminosité en remplaçant les deux trous par deux fentes perpendiculaires au plan de la figure 1. De même, la source sera remplacée par une fente fine parallèle aux deux autres, éclairée en lumière intense. La source S est une fente étroite, ce que nous discuterons plus tard à propos de la cohérence spatiale. Elle éclaire les deux fentes  $F_1$  et  $F_2$  avec deux ondes de même amplitude et de même phase si S est sur la médiatrice de  $F_1F_2$ . Chaque fente diffracte la lumière : le phénomène de diffraction peut être interprété en termes d'interférences entre l'infinité des sources élémentaires qui seraient à placer sur la fente F pour remplacer la source S. Nous ne l'étudierons pas ici. Il nous suffit de retenir que si la largeur de la fente F est  $a$ , la lumière de longueur d'onde  $\lambda$  est diffractée dans un angle approximativement égal à  $\lambda/a$  (en radians). Plus précisément, un calcul intégral simple montre qu'une pupille rectangulaire de largeur  $a$  éclairée par une onde plane monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$  donne une distribution angulaire d'amplitude à l'infini qui est un sinus cardinal :

$$A \frac{\sin \varphi}{\varphi} \quad \text{avec} \quad \varphi = \frac{\pi \alpha a}{\lambda}$$

Ce phénomène s'interprète par la nature ondulatoire de la lumière. La lumière est une oscillation électromagnétique de fré-

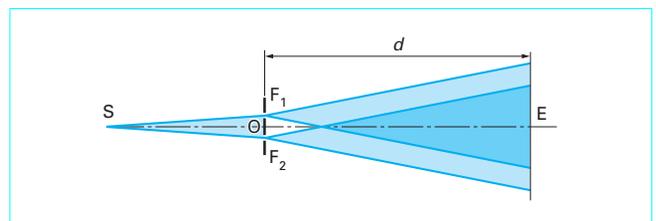


Figure 1 – Trous et fentes d'Young

quence  $\nu$  très élevée ( $\nu = 4$  à  $7,5 \cdot 10^{14}$  Hz pour le domaine visible) qui se propage dans le vide à la vitesse exacte de  $299\ 792\ 458$  m/s. L'exactitude de ce nombre résulte de la définition du mètre promulguée par la Conférence générale des poids et mesures en octobre 1983 :

« Le mètre est la longueur du trajet parcouru par la lumière dans le vide en une durée de  $1/299\ 792\ 458$  de seconde. »

À cause de la diffraction, les deux ondes issues des fentes divergent donc et se recouvrent ; sur un écran E placé derrière les fentes, on voit une série de franges rectilignes équidistantes alternativement brillantes et sombres.

Aucun détecteur, que ce soit l'œil ou n'importe quel détecteur photochimique ou photoélectrique, ne peut suivre les fluctuations des champs électriques et magnétiques à ces fréquences. Ce que nous mesurons est une énergie proportionnelle à la valeur moyenne du carré de l'amplitude des champs électromagnétiques.

Lorsque deux champs électromagnétiques de même fréquence et dont les oscillations présentent une différence de phase stable dans le temps se superposent en un point de l'espace, ce sont les amplitudes des oscillations électromagnétiques qui s'ajoutent, alors que nous mesurons les intensités. C'est parce que le carré de la somme n'est pas égal à la somme des carrés que nous observons un phénomène contraire aux lois photométriques de la lumière incohérente. Entre deux flux lumineux cohérents qui se superposent, nous observons des phénomènes interférentiels sous forme d'une modulation spatiale et (ou) temporelle des flux.

### 1.1 Cas monochromatique

Nous allons d'abord donner du phénomène une image simple en admettant que la grandeur oscillante est monochromatique, c'est-à-dire de fréquence fixe. Nous admettons pour l'instant que la lumière est une grandeur scalaire. Une oscillation à la fréquence  $\nu$  est représentée par une amplitude  $A$  de l'oscillation et une elongation  $A(t)$  à l'instant  $t$  :

$$A(t) = A \cos(2\pi\nu t - \varphi) \tag{1}$$

Cette représentation scalaire de la lumière est suffisante pour la plus grande part de la théorie des interférences et de la diffraction. Nous ne mentionnerons la nature vectorielle du champ électromagnétique que lorsque cela sera nécessaire avec la lumière polarisée.

Si la source  $S$  est monochromatique de fréquence  $\nu$ , la longueur d'onde  $\lambda = c/\nu$  est unique et les deux amplitudes de même fréquence interfèrent en un point  $M$  avec une différence de phase  $\varphi = 2\pi D/\lambda$ .  $D$  est la différence de trajet optique ou différence de marche entre les deux chemins passant de  $S$  à  $M$  à travers les fentes  $F_1$  et  $F_2$ . La résultante est une amplitude, oscillant à la même fréquence  $\nu$ , que l'on peut déterminer par calcul trigonométrique :

$$A(t, \varphi) = A_1 \cos 2\pi\nu t + A_2 \cos(2\pi\nu t - \varphi) = A_0 \cos(2\pi\nu t - \Psi) \tag{2}$$

avec  $\tan \Psi = A_2 \sin \varphi / (A_1 + A_2 \cos \varphi)$

et  $A_0 = A_2 \sin \varphi / \sin \Psi = (A_1 + A_2 \cos \varphi) / \cos \Psi$

On peut aussi obtenir l'amplitude résultante par une construction géométrique, dite construction de Fresnel, en remarquant que les expressions (2) sont les projections sur un axe  $Ox$  fixe de deux vecteurs de modules  $A_1$  et  $A_2$  tournant à la fréquence  $\nu$  et faisant avec l'axe  $Ox$  à l'origine du temps les angles  $0$  et  $\varphi$ . La somme de ces projections est la projection du vecteur  $A_0$ , somme vectorielle de  $A_1$  et  $A_2$ , qui fait l'angle  $\Psi$  avec  $Ox$  à l'origine des temps (figure 2). La résultante donne une amplitude maximale pour  $\varphi = 0 \pm 2k\pi$  ( $A_{\max} = A_1 + A_2$ ) et une amplitude minimale ( $A_{\min} = |A_1 - A_2|$ ), nulle si  $A_1 = A_2$ , pour  $\varphi = \pi \pm 2k\pi$ . Dans cette construction géométrique due à Fresnel, les vecteurs ne sont qu'une représentation mathématique des variations sinusoïdales d'une grandeur scalaire. Cela n'a rien à voir avec le vecteur de Fresnel dont nous parlerons plus loin (§ 6.1) et qui représente la structure vectorielle d'une onde électromagnétique.

On peut enfin faire un calcul analytique en exploitant la représentation des vecteurs par les nombres complexes :

$$A(t, \varphi) = A_1 \exp(2i\pi\nu t) + A_2 \exp(2i\pi\nu t - i\varphi) = [A_1 + A_2 \exp(-i\varphi)] \exp(2i\pi\nu t) \tag{3}$$

C'est cette dernière méthode, permettant d'éliminer la variable temps des calculs, qui sera la plus efficace dans les cas compliqués comme celui des interférences à ondes multiples.

Pour  $A_1$  et  $A_2$  fixés, la résultante  $A(t, \varphi)$  est une fonction sinusoïdale de  $\varphi$ . L'intensité observée est proportionnelle au carré de l'amplitude et on peut écrire les équations (2) et (3) plus simplement en termes d'intensité :

$$I = I_1 + I_2 + 2(I_1 + I_2)^{1/2} \cos \varphi \tag{4}$$

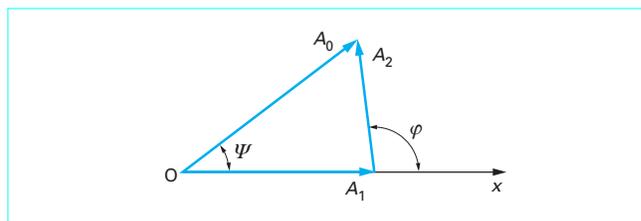


Figure 2 – Construction de Fresnel

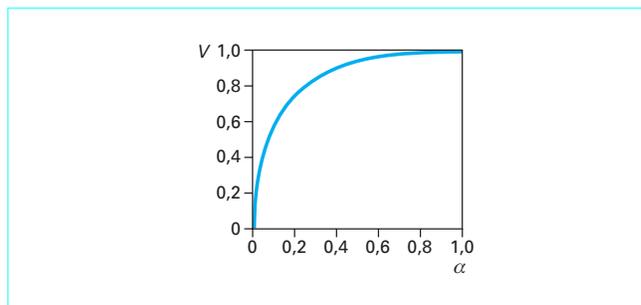


Figure 3 – Facteur de visibilité  $V$  en fonction du rapport  $\alpha$  de deux intensités cohérentes qui interfèrent

Lorsque  $\varphi$  prend toutes les valeurs sur un intervalle grand par rapport à  $2\pi$ , on observe la valeur moyenne de  $\cos \varphi$  qui est nulle. On dit que les deux ondes qui n'ont pas de relation de phase stable sont incohérentes. On retrouve dans ce cas la loi photométrique ordinaire d'addition des intensités.

#### 1.1.1 Facteur de visibilité

Lorsque  $I_1 = I_2$ , ce qui est vérifié dans notre cas avec une excellente approximation, les minima d'intensité sont nuls. On caractérise un phénomène d'interférence à deux ondes par le facteur de visibilité, défini par Michelson comme étant le rapport de la différence  $I_{\max} - I_{\min}$  sur la somme  $I_{\max} + I_{\min}$  :

$$V = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min}) \tag{5}$$

Lorsque  $I_1 = I_2$ ,  $I_{\min} = 0$  et  $V = 1$ .

En désignant par  $\alpha$  le rapport  $I_2/I_1$ , on obtient :

$$V = 2(\alpha)^{1/2} / (1 + \alpha)$$

La figure 3 montre les variations de  $V$  en fonction de  $\alpha$  compris entre 0 et 1. La fonction  $V$  prend les mêmes valeurs pour  $\alpha$  et pour  $1/\alpha$ . Le facteur de visibilité est remarquablement stationnaire autour de sa valeur maximale égale à 1. Si deux flux sont égaux à 1 % près, le facteur de visibilité de leurs interférences est égal à 0,999 987. Si les deux flux diffèrent de 10 %, le facteur de visibilité est égal à 0,998 6. Ce n'est pas l'égalité des flux qui limite le facteur de visibilité dans un interféromètre.

#### 1.1.2 Fluctuations de la phase et perte de visibilité

Ce sont les pertes de cohérence dues aux fluctuations spatiales ou temporelles de  $\varphi$ , différence de phase entre les rayons qui interfèrent deux à deux dans un faisceau étendu, qui limitent le facteur de visibilité d'un système de franges d'interférence à deux ondes.

Si nous admettons une distribution uniforme de la phase dans un intervalle de largeur  $\delta\varphi$ , on peut calculer la somme des intensités de toutes les interférences sinusoïdales qui donne encore un phénomène sinusoïdal, mais avec une amplitude amoindrie, et le facteur de visibilité s'écrit :

$$V = \frac{2 \sin(\delta\varphi/2)}{\delta\varphi} \tag{6}$$

Le facteur de visibilité s'annule pour  $\delta\varphi = 2\pi$ . La cohérence s'annule. Elle reste très faible pour  $\delta\varphi > 2\pi$ . Lord Rayleigh a montré que les phénomènes observés restaient qualitativement conformes au modèle mathématique si les chemins optiques ne variaient pas de plus d'un quart de longueur d'onde. Ce critère de Rayleigh sera souvent appliqué pour calculer des systèmes optiques pratiquement parfaits. Si l'on admet le critère de Rayleigh (écarts de phase inférieurs à  $\pi/2$  de part et d'autre de la phase moyenne), et toujours dans l'hypothèse d'une distribution uniforme sur l'intervalle  $(-\pi/2, +\pi/2)$ , le facteur de visibilité est égal à 0,637.

### 1.1.3 Interfrange

Sur l'écran E de la figure 1 on observe donc un réseau de franges sinusoïdales. Ces franges sont rectilignes et perpendiculaires au plan de la figure. C'est la raison pour laquelle on peut remplacer la source ponctuelle S et les trous d'Young par une source rectiligne et deux fentes  $F_1$  et  $F_2$  perpendiculaires au plan de la figure. L'intervalle entre deux franges brillantes ou deux franges noires, appelé interfrange  $i$ , est celui qui introduit une variation du déphasage égale à  $2\pi$ , c'est-à-dire une variation de la différence de marche égale à  $\lambda$ . Le principe du retour inverse de la lumière permet de montrer que le déplacement latéral de la source S qui déplace les franges d'un interfrange est égal à l'interfrange que donnerait dans le plan de la source S une source ponctuelle placée dans le plan de l'écran E.

Ce déphasage est nul sur l'axe joignant S au centre O situé entre les deux fentes distantes de  $a$ . Si  $x$  est la distance à cet axe dans le plan des franges situé à la distance  $d$  des fentes, on peut exprimer la différence de marche  $D$  en fonction de  $x$  :

$$\left. \begin{aligned} D &= ax/d \\ \text{On a } \delta\varphi &= 2\pi \text{ pour } \delta D = \lambda, \text{ donc } i = \lambda d/a \end{aligned} \right\} \tag{7}$$

### 1.2 Chemin optique

Dans le montage d'Young, tous les trajets sont dans l'air et la différence de marche  $D$  s'exprime par un terme essentiellement géométrique. La vitesse de la lumière dans l'air est toutefois inférieure à sa vitesse dans le vide, et dans l'expression du déphasage  $\varphi = 2\pi D/\lambda$ ,  $\lambda$  est la longueur d'onde dans l'air, plus courte que la longueur d'onde dans le vide d'un facteur  $n$ , appelé indice de réfraction de l'air, qui est de l'ordre de  $1 + 2,7 \cdot 10^{-4}$ .

Lorsque les trajets des faisceaux lumineux s'effectuent dans des milieux transparents d'indices différents, par exemple avec la traversée d'une lame de verre d'indice  $n'$ , l'expression des déphasages devient compliquée par le fait que la longueur d'onde  $n'$  est plus la même dans tous les milieux traversés. Pour simplifier l'écriture, on parle de chemin optique plutôt que de chemin géométrique, en attribuant à la longueur d'onde une valeur unique, sa valeur dans le vide, et en remarquant que le déphasage est le même après traversée d'un milieu d'indice  $n$  et d'épaisseur  $e$  que pour un trajet dans le vide de longueur égale à  $ne$ . Le produit d'une longueur par un indice est appelé chemin optique et permet de calculer simplement un déphasage lié à une propagation dans des milieux différents à partir de la valeur de la longueur d'onde dans le vide.

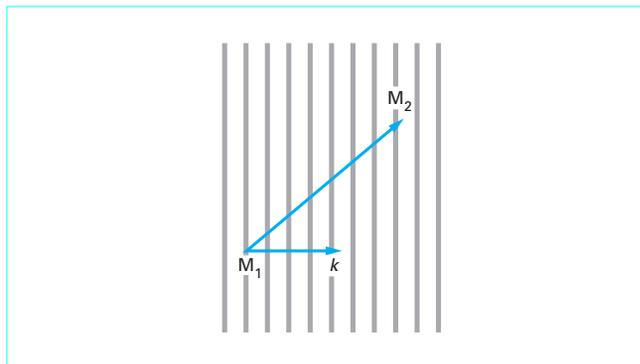


Figure 4 - Déphasage dans une onde plane entre deux points  $M_1$  et  $M_2$

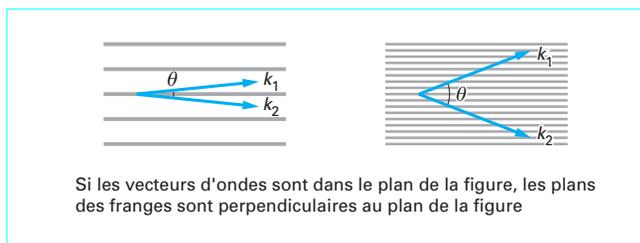


Figure 5 - Franges données par deux vecteurs d'onde  $k_1$  et  $k_2$

### 1.3 Ondes planes

Lorsque l'on observe des franges d'interférence en un point de l'espace entre deux ondes issues de sources très éloignées, on peut admettre que les ondes sont localement planes. La distribution spatiale des phases à un instant donné dans une onde plane est très simple. La phase reste constante dans un plan d'onde et varie de  $2\pi$  quand on passe d'un plan d'onde au plan voisin. La différence de phase entre deux points  $M_1$  et  $M_2$  peut être caractérisée par le produit scalaire entre le vecteur joignant les deux points  $M_1$  et  $M_2$  et ce que l'on appelle le vecteur d'onde  $k$ . Ce vecteur est le vecteur perpendiculaire au plan d'onde, orienté dans le sens de la propagation, et dont le module est égal à l'inverse de la longueur d'onde  $\lambda$ . En effet, on voit sur la figure 4 que la différence de phase entre les points  $M_1$  et  $M_2$  est égale à  $2\pi k \cdot M_1M_2$ . Chez certains auteurs on prend  $2\pi/\lambda$  comme module du vecteur d'onde, et la différence de phase est alors égale à  $k \cdot M_1M_2$ .

Si deux ondes de vecteurs d'onde  $k_1$  et  $k_2$  interfèrent au voisinage du point M (la cohérence exige que  $k_1$  et  $k_2$  aient exactement le même module), la différence de phase entre les deux ondes s'exprime à partir d'un point O où cette différence est égale à 0 par :

$$\Delta\varphi = \mathbf{OM} \cdot (\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1) \tag{8}$$

De cette expression, on tire des renseignements intéressants sur la structure des franges d'interférence produites par ces deux faisceaux (figure 5).  $\Delta\varphi = 0$  si  $\mathbf{OM}$  est perpendiculaire à  $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ . Cela donne la direction des franges. Pour une valeur donnée du module de  $\mathbf{OM}$ , la variation  $\Delta\varphi$  est la plus forte lorsque  $\mathbf{OM}$  est parallèle à  $\mathbf{k}_2 - \mathbf{k}_1$ . Cela donne le pas des franges. Si  $\theta$  est l'angle formé par les vecteurs  $k_1$  et  $k_2$ , angle petit devant 1 rad si l'on veut que les franges ne soient pas trop serrées, le pas des franges s'écrit simplement :

$$i = \lambda/\theta \tag{9}$$

La droite perpendiculaire à  $\mathbf{k}_1$  et  $\mathbf{k}_2$  est une direction selon laquelle  $\Delta\varphi$  reste constant. C'est la direction des franges au voisinage du point M. Si  $\mathbf{k}_1$  et  $\mathbf{k}_2$  sont superposés ( $\theta=0$ ), l'ordre d'interférence est stable dans tout l'espace. C'est ce que l'on appelle une teinte plate. En principe, cet état interférentiel ne peut s'observer que pour une différence de marche nulle, mais il arrive que cette superposition soit observée dans une direction particulière pour une différence de marche non nulle. C'est le cas en ce qui concerne le centre des anneaux à l'infini dans l'interféromètre de Michelson ou l'interféromètre de Fabry et Perot. L'ordre d'interférence est alors stationnaire autour de cette direction.

## 1.4 Largeur de la source : cohérence spatiale

Si l'on déplace la source de part ou d'autre de sa position sur la figure 1, la frange centrale brillante correspondant à la différence de marche nulle se déplace avec l'axe OS. Si la source S est remplacée par une fente de largeur  $\ell$  éclairée par une source incohérente, les différents systèmes de franges sinusoidales formés par les points de la source ajoutent leurs intensités. Si la largeur de la fente source donne des systèmes de franges décalés de plus d'un interfrange, il y a brouillage des franges. Ce brouillage est parfait pour une fente uniformément éclairée lorsque sa largeur correspond exactement à la largeur d'un interfrange. Le facteur de visibilité des franges reste très faible si la largeur de la fente source excède cette largeur critique. Ce facteur s'exprime selon (7) en posant  $\delta\varphi = 2\pi\ell/i$ , où  $i$  est la largeur correspondant à un interfrange. C'est la plus petite largeur qui brouille parfaitement les franges.

Nous trouvons donc ici une définition quantitative de la cohérence spatiale de la source S éclairant les fentes  $F_1$  et  $F_2$  : l'éclairage des fentes  $F_1$  et  $F_2$  par la source est spatialement cohérent si la largeur de la source est inférieure à l'interfrange que donnerait en S une source ponctuelle éclairant les fentes depuis l'écran E. La largeur de S doit être d'autant plus petite que les fentes sont éloignées l'une de l'autre et qu'elles sont proches de S. La largeur critique de S est égale à :  $\lambda a/d$ .

En appliquant le principe du retour inverse de la lumière, on voit ainsi que l'extension de la source S est déterminée par l'angle que font au départ de la source les rayons qui vont interférer en M. Quand la source se déplace dans la direction perpendiculaire au plan de la figure 1, la différence de marche reste stationnaire ; on peut donner à la source une grande extension spatiale dans cette direction. Quand les rayons qui vont interférer en M quittent la source dans la même direction, on peut donner à la source S une grande extension dans toutes les directions. On dit alors que les franges sont localisées en M, car elles ne sont généralement pas visibles ailleurs. Une exception est la parfaite symétrie d'un interféromètre à différence de marche nulle, qui donne une teinte plate localisée dans tout l'espace.

## 1.5 Largeur spectrale et cohérence temporelle

Si la source S émet de la lumière blanche, les différents systèmes de franges monochromatiques superposeront leurs intensités. En effet, les fréquences optiques sont si grandes que deux radiations de longueurs d'onde un tant soit peu différentes auront des écarts de fréquences tels que les différences de phase varient de  $2\pi$  en des durées indécélables ; elles doivent être considérées comme incohérentes. Toutes les franges présentent un maximum d'intensité à la différence de marche zéro où l'on verra une frange blanche. La première annulation interférentielle sera vue à peu près au même endroit et donnera une frange approximativement noire. Mais les maxima et les minima suivants se

**Tableau 1 – Échelles des teintes de Newton observées en interférences à deux ondes en lumière blanche. Les deux échelles sont complémentaires : la superposition de deux teintes d'une même ligne donne le blanc de la source**

	Différence de marche $D$ (nm)	1 <sup>re</sup> échelle	2 <sup>e</sup> échelle
Premier ordre	0	Blanc	Noir
	40	Blanc	Gris de fer
	97	Blanc jaunâtre	Gris lavande
	158	Blanc brunâtre	Bleu gris
	218	Brun jaune	Gris plus clair
	234	Brun	Blanc verdâtre
	259	Rouge clair	Blanc
	267	Rouge carmin	Blanc jaunâtre
	275	Brun rouge sombre	Jaune paille pâle
	281	Violet sombre	Jaune paille
	306	Indigo	Jaune clair
	332	Bleu	Jaune vif
	430	Bleu gris	Jaune brun
	505	Vert bleuâtre	Orangé rougeâtre
536	Vert pâle	Rouge chaud	
551	Vert jaunâtre	Rouge plus foncé	
Deuxième ordre	565	Vert plus clair	Pourpre
	575	Jaune verdâtre	Violet
	589	Jaune d'or	Indigo
	664	Orangé	Bleu de ciel
	728	Orangé brunâtre	Bleu verdâtre
	747	Rouge carmin clair	Vert
	826	Pourpre	Vert plus clair
	843	Pourpre violacé	Vert jaunâtre
	866	Violet	Jaune verdâtre
	910	Indigo	Jaune pur
	948	Bleu sombre	Orangé
998	Bleu verdâtre	Orangé rougeâtre vif	
Troisième ordre	1 101	Vert	Rouge violacé foncé
	1 128	Vert jaunâtre	Violet bleuâtre clair
	1 151	Jaune sale	Indigo
	1 258	Couleur chair	Bleu (teinte verdâtre)
	1 334	Rouge brun	Vert de mer
	1 376	Violet	Vert brillant
	1 426	Bleu violacé grisâtre	Jaune verdâtre

décaleront pour les différentes longueurs d'onde dont les interfranges proportionnels à  $\lambda$  sont différents. Les franges à deux ondes en lumière blanche sont caractérisées par une suite de teintes appelée la première échelle de teintes de Newton, du nom de celui qui, le premier, les décrit en détail (tableau 1). Nous en reparlerons à propos des interférences en lumière polarisée.

Cette échelle de teintes devient, après trois ou quatre franges, une très faible modulation des couleurs, puis les franges deviennent invisibles. En effet, en un point où la différence de marche est

supérieure à une dizaine de franges, on observe ce que l'on appelle un blanc d'ordre supérieur, superposition de franges brillantes et noires données par les différentes radiations de la lumière blanche. Lorsque la différence de marche est trop grande, si le spectre de la source est trop large, il y a perte de cohérence entre les lumières issues des fentes  $F_1$  et  $F_2$ . Cette perte est due au retard d'une onde par rapport à la seconde, retard supérieur au temps de cohérence de la source. Si la largeur spectrale de la source est  $\Delta\nu$ , le temps de cohérence est de l'ordre de  $1/\Delta\nu$  et la différence de marche au-delà de laquelle les franges disparaissent est de l'ordre de  $c/\Delta\nu$ . C'est ce que l'on appelle la longueur des trains d'onde émis par la source. La perte de visibilité observée pour une différence de marche supérieure à la longueur des trains d'onde vient d'une perte de cohérence liée au retard pris par une onde par rapport à l'autre ; elle est due à la cohérence temporelle limitée de la source.

La longueur des trains d'onde d'un laser unimodal est de l'ordre de plusieurs centaines de kilomètres. La longueur des trains d'onde d'une lampe à vapeur de mercure basse pression est de l'ordre de quelques centimètres et celle des trains d'onde d'une lampe à vapeur de mercure à haute pression, plus brillante, est inférieure au millimètre. La longueur des trains d'onde d'une source blanche est de quelques micromètres, elle est encore plus courte pour un détecteur qui voit un spectre plus large vers l'infrarouge et l'ultraviolet.

Pour observer des interférences avec la lumière, il faut donc une source spatialement limitée pour garantir la cohérence spatiale et un spectre suffisamment étroit pour garantir la cohérence temporelle. Le laser unimodal est une source idéale de ces deux points de vue, si bien qu'une source laser unimodale donne des franges dans à peu près tous les dispositifs optiques, même si l'on ne souhaite pas observer d'interférences.

## 1.6 Franges de superposition

Dans un interféromètre à deux ondes éclairé en lumière blanche, la visibilité des franges décroît très vite dès que la différence de marche dépasse quelques micromètres. Cela est dû à la perte de cohérence liée à la faible cohérence temporelle de la source. Le spectre de la lumière à la sortie de l'interféromètre est un spectre cannelé formé de la juxtaposition de lumières transmises et de lumières éteintes en fonction de la valeur du déphasage  $\varphi = 2\pi D/\lambda$ . On peut d'ailleurs, si la différence de marche n'est pas trop grande, observer ce spectre à l'aide d'un spectroscopie. La juxtaposition de cannelures sombres et brillantes de toutes les couleurs donne ce que l'on appelle un blanc d'ordre supérieur. Si un tel spectre cannelé tombe sur un deuxième interféromètre dont la différence de marche est identique, à quelques micromètres près, on observe un phénomène de battements entre les périodes des cannelures dans les deux spectres. Sans spectroscopie, on peut constater qu'en moyenne les cannelures brillantes se correspondent dans les deux interféromètres et sont transmises dans une partie du spectre alors qu'elles sont éteintes parce que sur des cannelures noires dans une autre couleur. On peut montrer que ces franges de superposition entre les deux interféromètres dont les différences de marche sont  $D_1$  et  $D_2$  donnent les mêmes phénomènes colorés qu'un interféromètre dont la différence de marche serait  $D_2 - D_1$ . Ces franges sont appelées franges de superposition. On peut les interpréter en considérant un rayon qui a suivi le bras de longueur  $L_1$  dans le premier interféromètre et le bras de longueur  $L_2 + D_2$  dans le deuxième et un rayon qui a suivi le bras de longueur  $L_1 + D_1$  dans le premier interféromètre et le bras de longueur  $L_2$  dans le deuxième. Les teintes observées avec les franges de superposition sont les mêmes que celles de la première échelle de Newton, mais leur facteur de visibilité est amoindri, elles sont diluées de blanc.

## 2. Premiers interféromètres à deux ondes

L'interféromètre de Young, particulièrement didactique pour bien comprendre le phénomène des interférences lumineuses, les problèmes de cohérence spatiale et de cohérence temporelle, présente l'inconvénient majeur de limiter considérablement l'étendue de la source. Celle-ci doit rester plus fine que l'interfrange, ce qui conduit à des montages de très faible luminosité.

Pour observer des franges avec une source étendue, il faut travailler avec des franges localisées, c'est-à-dire qu'elles ne sont observables que là où la différence de marche entre rayons qui interfèrent ne dépend pas, ou dépend peu, de la position de la source. Nous verrons avec l'interféromètre de Michelson et l'interféromètre de Fabry et Perot des franges parfaitement localisées : les anneaux à l'infini. Mais avant ces interféromètres ont existé quelques montages dont certains sont encore d'actualité.

### 2.1 Interféromètre de Jamin

L'interféromètre de Jamin (1818-1886) est constitué de deux lames de verre à faces planes et parallèles argentées sur une face (aujourd'hui ces lames seraient aluminées) d'assez forte épaisseur (10 à 20 mm). Ces deux lames sont parallèles et disposées comme indiqué sur la figure 6. Un faisceau de lumière incident à  $45^\circ$  sur la première lame se partage en un faisceau réfléchi par la face avant et un faisceau réfléchi par la face métallisée. Ces deux faisceaux, repris par le deuxième miroir, subissent à nouveau le même partage. Les chemins optiques des faisceaux réfléchis deux fois de suite par la face avant et ceux des faisceaux réfléchis deux fois de suite par la face métallisée sont très différents des autres et ne donneront pas lieu à interférences avec des sources qui ne sont pas des lasers. Ils donneront un fond continu dont nous ne parlerons pas. Il faudra cependant les éliminer par des diaphragmes pour ne pas perturber l'observation des franges.

Le faisceau réfléchi sur la face avant de la première lame et sur la face métallisée de la deuxième lame a subi le même chemin optique que le faisceau réfléchi par la face métallisée de la première lame et par la face avant de la deuxième lame. Ces deux faisceaux interfèrent avec une différence de marche nulle et leurs amplitudes sont égales. Si l'on fait subir à l'un des miroirs une petite rotation, on introduit une différence de chemin optique entre ces deux faisceaux qui, émergeant parallèlement de l'interféromètre, vont interférer à l'infini. Il est facile de voir que cette différence de marche ne dépend pas du point d'incidence sur les miroirs, mais uniquement de la direction des rayons incidents. On observe donc des franges rectilignes à l'infini, parallèles à l'arête du dièdre formé par les deux miroirs. Cet interféromètre permet d'observer des franges avec une source diffuse. Il a été utilisé principalement pour étudier l'indice de réfraction des gaz en interposant des cuves sur les trajets des deux faisceaux décalés latéralement entre les deux miroirs.

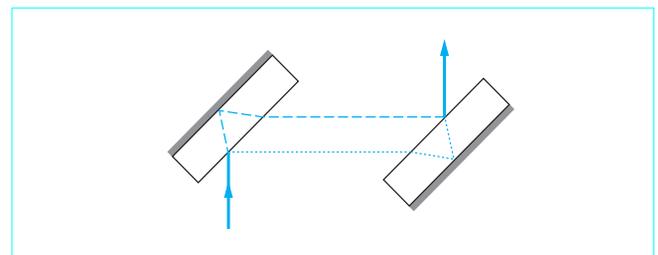


Figure 6 – Interféromètre de Jamin

## 2.2 Interféromètre de Fizeau

L'interféromètre de Fizeau (1819-1896) est l'un des plus faciles à mettre en œuvre, mais il est limité à l'étude des surfaces planes ou presque planes. Il joue avec ses dérivés un rôle essentiel dans les contrôles à l'atelier d'optique.

Deux lames de verre planes et optiquement polies se font face et forment un coin d'air de petit angle (quelques secondes d'angle) et de faible épaisseur (quelques centièmes de millimètre). L'avantage du montage est sa compacité qui lui confère une très bonne stabilité. On peut faire reposer les lames l'une sur l'autre avec des cales de faible épaisseur, par exemple des cales en papier sur lesquelles on exerce des forces très faibles mais stables. Une lame semi-réfléchissante à 45° permet d'éclairer les deux lames en incidence normale et d'observer les franges localisées sur les lames. Pour observer un champ de pleine lumière, il faut placer un condenseur devant les lames et mettre l'œil au foyer.

Le pouvoir réflecteur du verre nu d'indice  $n$  est égal au carré de  $(n-1)/(n+1)$ . Il vaut 0,04 pour  $n=1,5$ . On observe donc des franges bien contrastées avec les deux fractions de flux incidents réfléchies par chacune des faces en regard. Mais, en toute rigueur, on observe aussi les interférences avec les ondes réfléchies deux fois entre les lames. Ces ondes sont très atténuées et ne perturbent pas de façon appréciable le phénomène d'interférences à deux ondes. George Biddell Airy, un astronome anglais du siècle dernier, est célèbre pour avoir, entre autres choses, calculé l'amplitude de la résultante de cette infinité d'ondes réfléchies avec des amplitudes en progression géométrique. La formule d'Airy est restée ignorée jusqu'à ce que Charles Fabry découvre de véritables interférences à ondes multiples avec un facteur de réflexion voisin de l'unité et s'aperçoive que cette formule les interprète parfaitement. Nous y reviendrons ultérieurement (voir § 5.3).

Si les deux lames sont planes, on observe des franges rectilignes du coin d'air. Si l'une des lames est supposée parfaitement plane, les déformations des franges donnent les informations sur les défauts de rectitude et de planéité de la deuxième lame (voir § 7.1). Si cette lame est une sphère de grand rayon, on observe des anneaux localisés sur les lames dont la géométrie est celle des anneaux de Newton. En mesurant le diamètre des anneaux, on peut déterminer le rayon de courbure de la lame sphérique (voir § 7.2).

L'emploi d'un verre plan est courant en mécanique pour contrôler la planéité de touches sur les machines de mesure. Le contrôle peut être fait en lumière blanche, mais la nécessité de coller la lame de verre sur la pièce en acier pour avoir une épaisseur d'air inférieure à quelques micromètres conduit inexorablement à une détérioration du plan de verre. Il est préférable d'observer les franges visibles avec une épaisseur de l'ordre de quelques centièmes de millimètre en utilisant une lampe à décharge dans la vapeur de mercure ou dans un gaz au spectre pas trop riche comme l'hélium.

On a une bonne idée de la planéité des surfaces ainsi étudiées en observant les franges quasi rectilignes. Mais on ne peut étudier les surfaces que le long des franges brillantes ou sombres. Si l'on fait des franges serrées pour bien remplir la surface étudiée, on perd en sensibilité parce qu'un défaut géométrique donné se traduit par une déformation des franges constante en fraction de frange. Mais si l'on augmente l'interfrange pour améliorer la sensibilité, le nombre de franges visibles diminue et la surface est moins bien couverte.

Les interféromètres commerciaux du type Fizeau, qui permettent d'étudier les surfaces planes optiques, travaillent pour la plupart avec un dispositif d'analyse des franges beaucoup plus élaboré que la simple observation visuelle et mettent en œuvre les techniques dites à balayage qui seront décrites dans le paragraphe 7.1. Mais ces instruments sont beaucoup plus coûteux, et l'essentiel de ce coût ne vient pas de l'optique, mais des dispositifs électroniques et informatiques nécessaires à leur exploitation.

## 2.3 Interféromètre de Sagnac

Cet interféromètre fut construit beaucoup plus tard (en 1913) par Georges Sagnac pour contredire les résultats de l'expérience de Michelson et Morley qui, voulant mettre en évidence la translation de la Terre dans le cosmos, n'avaient observé aucun déphasage en faisant tourner un interféromètre à deux bras séparés (voir § 3.3).

L'expérience de Georges Sagnac, qui sema longtemps un certain désordre parmi les physiciens de la fin du XIX<sup>e</sup> siècle, fut finalement convenablement interprétée par Paul Langevin dans une communication à l'Académie des sciences intitulée « La fin d'une équivoque ». Langevin faisait ainsi la différence entre des effets du premier ordre assimilables à l'effet Doppler-Fizeau et les effets du deuxième ordre qui exigeaient une nouvelle théorie.

Dans l'interféromètre de Sagnac (figure 7a), les deux faisceaux issus de la lame séparatrice parcourent le même circuit triangulaire en sens inverse. La différence de marche est très exactement égale à 0 et cette valeur est insensible à toute perturbation des chemins parcourus par la lumière, les deux faisceaux parcourant les mêmes chemins à des instants extrêmement proches. C'est le principe de réciprocity qui garantit une extraordinaire stabilité de la différence de marche dans l'interféromètre de Sagnac. Il est ainsi possible de mettre en évidence la rotation de l'interféromètre autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure avec une exceptionnelle sensibilité.

Pour une vitesse angulaire de rotation  $\Omega$  exprimée en radians par seconde, le déphasage  $\varphi$  observé sur un interféromètre de surface  $S$  éclairé par une radiation de longueur d'onde  $\lambda$  s'écrit :

$$\varphi = 8\pi S\Omega/\lambda c$$

Le principe de réciprocity associé aux techniques modernes de traitement des signaux permet d'atteindre une sensibilité de un cent-millionième d'interfrange. Les fibres optiques permettent de multiplier la surface circonscrite par le chemin parcouru par la lumière (figure 7b). Elles ont conduit à la réalisation de gyromètres capables de déceler des rotations aussi lentes que la rotation de la Terre, rotations détectées indépendamment de toute référence matérielle. Ces dispositifs à fibres optiques, beaucoup plus simples et beaucoup moins fragiles que les gyrolasers de type Sagnac utilisés dans les centrales à inertie de certains avions, sont appelés à des applications multiples en navigation des véhicules terrestres, aériens ou nautiques.

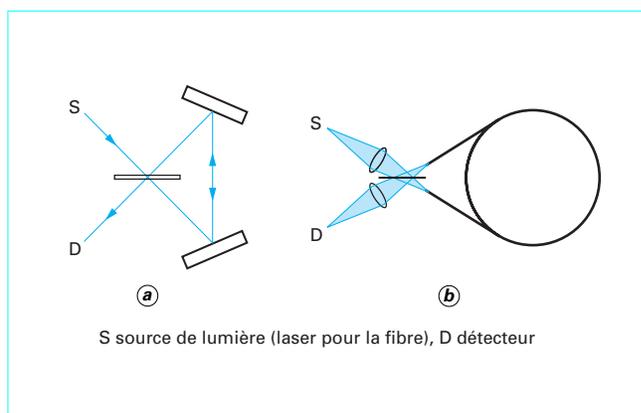


Figure 7 – Interféromètre de Sagnac (a) et gyromètre à fibre optique (b)

### 3. L'interféromètre de Michelson

L'interféromètre de Michelson est un interféromètre à deux ondes dont les deux bras séparés permettent de nombreux montages. Albert Michelson avait construit son premier modèle à Berlin pour mettre en évidence le mouvement de translation de la Terre par rapport au vide. Nous décrirons d'abord cet interféromètre avant de rappeler les résultats extrêmement importants obtenus grâce à lui.

Une source éclaire une lame séparatrice semi-réfléchissante sous une incidence de  $45^\circ$ . Le faisceau transmis et le faisceau réfléchi dans la direction perpendiculaire tombent sous incidence nulle sur deux miroirs plans  $M_1$  et  $M_2$  (figure 8) et reviennent en autocollimation sur la lame séparatrice qui devient alors mélangeuse. Une partie des faisceaux repart vers la source. L'autre, à  $90^\circ$  de la direction incidente, tombe sur un détecteur ou sur un écran d'observation. Pour rétablir la symétrie entre les deux bras (la lame séparatrice est traversée deux fois dans un des bras, pas du tout dans l'autre) une lame compensatrice est placée soit contre la lame séparatrice, soit plus loin dans le bras où aucune épaisseur de verre n'était traversée. La lame compensatrice est une lame en tout point identique à la lame séparatrice (épaisseur, indice, direction) mais sans revêtement réflecteur. Nous supposons que l'on peut négliger les réflexions parasites sur les faces non traitées. Dans des versions modernes de l'interféromètre, les bras peuvent ne pas être orthogonaux, la lame séparatrice étant sous incidence plus faible pour réduire sa surface ou sous incidence de Brewster pour éliminer les réflexions parasites (l'incidence de Brewster,  $i = a \tan n$  où  $n$  est l'indice du verre, supprime toute réflexion aux interfaces air-verre pour une polarisation convenable de la lumière).

À supposer que le pouvoir réflecteur de la lame séparatrice soit égal à 50 %, un flux  $F$  incident donne deux flux  $F/2$  dans les deux bras, lesquels retournent chacun un flux  $F/4$  vers la source et vers l'écran. En cas d'interférence constructive vers l'écran, les deux flux  $F/4$  interfèrent en phase pour donner un flux  $F$ , et les deux flux  $F/4$  sont en opposition de phase vers la source avec un flux nul.

#### 3.1 Source ponctuelle : franges non localisées

Si l'interféromètre est éclairé par une source ponctuelle, on observe des franges dans toutes les régions de l'espace où se superposent les faisceaux réfléchis par les deux miroirs  $M_1$  et  $M_2$ . On dit que les franges ne sont pas localisées. On peut déduire l'aspect des franges de la position des images  $S_1$  et  $S_2$  données de  $S$  par  $M_1$  et  $M_2$ . Si  $S_1$  et  $S_2$  sont superposées, nous sommes au contact optique et la différence de marche est nulle partout. On observe un état interférentiel constructif dans tout l'espace. Si  $S_1$  et  $S_2$  sont décalées latéralement, ce que l'on obtient avec deux bras de longueurs égales et une petite rotation de  $M_1$  ou de  $M_2$ , nous sommes dans la configuration des trous d'Young : on observe des franges rectilignes équidistantes. Le principe de la conservation de l'énergie garantit que les franges observées dans la direction de la source sont en opposition de phase avec celles observées sur l'écran.

Si l'on superpose à nouveau les images  $S_1$  et  $S_2$ , puis que l'on change la longueur d'un des bras en déplaçant un miroir de la distance  $d$ , on voit les deux sources sur le même axe de visée, distantes de  $2d$  l'une derrière l'autre. La géométrie des franges possède alors la symétrie de révolution et les franges sont des anneaux centrés sur l'axe  $S_1S_2$ . Les rayons qui interfèrent sont parallèles et donnent des franges localisées à l'infini. La différence de marche entre deux rayons issus des deux images ne dépend alors que de la distance  $2d$  des images et de l'angle  $i$  formé par le rayon avec l'axe  $S_1S_2$  (voir figure 9) :

$$D = 2d \cos i \quad (10)$$

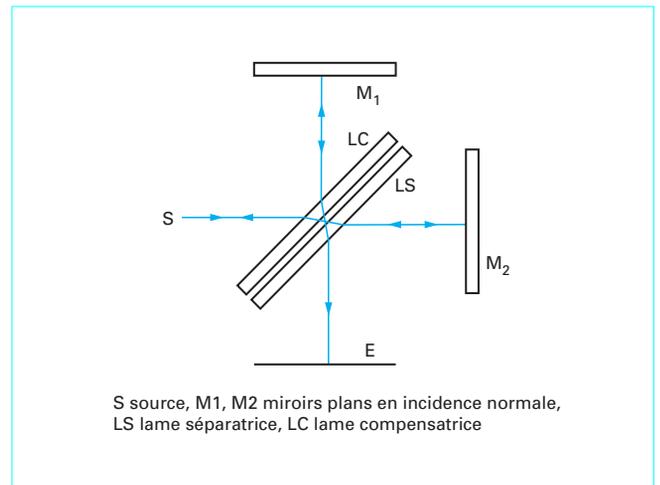


Figure 8 – Interféromètre de Michelson

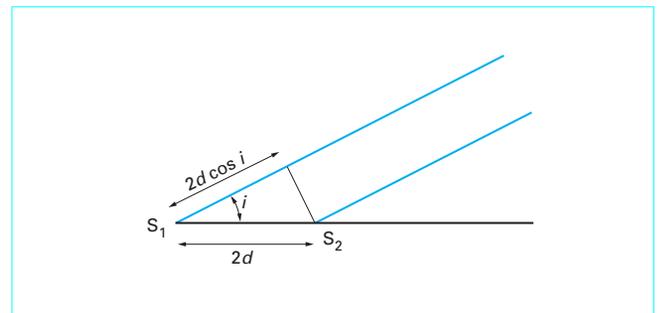


Figure 9 – Différence de marche à symétrie de révolution autour de l'axe  $S_1S_2$

La différence de marche est rigoureusement indépendante de la position de la source qui peut être très étendue. La figure d'interférence possède la symétrie de rotation autour de l'axe  $S_1S_2$  et la phase varie quadratiquement en fonction de  $i$  au voisinage de  $i = 0$ . C'est la structure très classique des anneaux à l'infini donnée par tout système à faces parallèles.

Pour des positions intermédiaires des images  $S_1$  et  $S_2$ , les franges passeront par des aspects différents : cercles, cercles décentrés, portions de cercles ou d'hyperboles, droites. L'observation de ces franges est essentielle pour savoir comment régler un interféromètre de Michelson. On doit toujours chercher à se rapprocher des conditions du contact optique ou différence de marche zéro. On doit d'abord chercher à observer des anneaux en plaçant les images  $S_1$  et  $S_2$  dans l'axe de visée, puis rapprocher ces images par translation d'un des miroirs. D'après la relation (10), la différence de marche décroît lorsque  $i$  augmente. Lorsque l'on rapproche les images  $S_1$  et  $S_2$ , les anneaux disparaissent donc au centre du champ. On doit poursuivre cette translation jusqu'à ce que les images soient dans le même plan. Si le parallélisme des miroirs était parfait, les images seraient confondues et on observerait une teinte plate, mais dans la pratique  $S_1$  et  $S_2$  se trouvent toujours décalées latéralement, et on observe alors des franges rectilignes. Le sens de courbure des franges change quand on passe par la différence de marche zéro, ce qui est un critère assez sensible pour déceler le passage par le contact optique.

### 3.2 Source étendue : franges localisées

Dans la plupart des cas, les franges disparaissent avec une source étendue, parce que les différents systèmes de franges donnés par les différents points de la source sont décalés. Il y a brouillage des franges ou perte de cohérence spatiale. Mais il y a deux configurations de l'interféromètre de Michelson pour lesquelles la différence de marche ne dépend pas ou presque pas de la position de la source :

- si les miroirs se coupent dans le champ de l'interféromètre, la différence de marche est voisine de zéro et on peut observer des franges rectilignes du coin d'air approximativement localisées sur les miroirs en lumière blanche ou en lumière monochromatique ;

- si les miroirs sont parallèles, la différence de marche  $D$  entre rayons à l'infini ne dépend que de la distance  $d$  entre les miroirs et de l'angle  $i$  des rayons avec la normale aux miroirs, et les franges sont des anneaux parfaitement localisés à l'infini en lumière monochromatique. Les anneaux à l'infini sont observables avec une source monochromatique aussi étendue que l'on veut (par exemple un verre dépoli éclairé par une lampe à vapeur de mercure) (figure 10).

Dans ces configurations, les franges ne sont visibles avec une source étendue que sur les miroirs dans le cas du coin d'air et à l'infini dans le cas des anneaux. Les franges sont dites localisées. On voit que dans le cas des franges localisées, il n'y a plus de problème de cohérence spatiale de la source. On peut travailler avec des sources classiques et dans des conditions de luminosité acceptables. La localisation est rigoureuse pour les anneaux à l'infini, et on peut travailler avec une source très étendue. La localisation est approchée avec le coin d'air. Les dimensions de la source, qui peuvent être plus importantes dans la direction des franges, est limitée dans la direction perpendiculaire par le nombre de franges que l'on veut observer. Si  $d$  est l'épaisseur maximale du coin d'air, l'ordre d'interférence maximal est égal à  $k = 2d/\lambda$  (en incidence pratiquement normale). Appliquant le critère de Rayleigh, nous écrivons le chemin optique sous l'incidence  $i$  :

$$D = k\lambda \cos i > k\lambda - \lambda/4$$

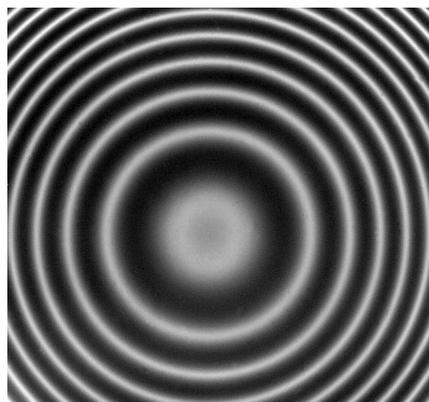
et l'inclinaison des rayons dans la direction perpendiculaire aux franges ne doit pas excéder  $i = (2k)^{-1/2}$ ,  $i$  étant exprimé en radians.

### 3.3 L'expérience de Michelson et Morley

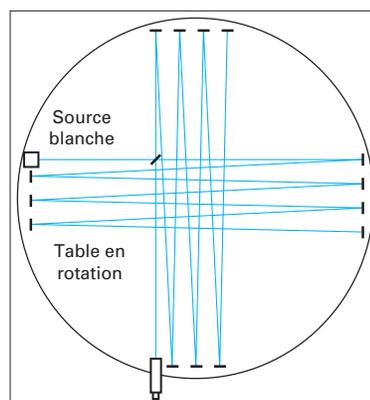
Albert A. Michelson construisit son premier interféromètre à Berlin en 1881 pour mettre en évidence la vitesse de translation de la Terre dans l'espace. La théorie de Maxwell venait de démontrer que la vitesse de la lumière dans le vide était  $(\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}$ , soit à peu près 300 000 km/s. Une théorie classique de composition des vitesses selon la mécanique de Newton (composition vectorielle des vitesses) montrait que si les deux bras étaient de longueurs égales, le trajet suivi par la lumière était allongé d'un terme du second ordre en  $v/c$ ,  $v$  étant la vitesse de translation de la Terre dans la direction de l'un des bras, et ce terme est deux fois plus fort pour ce bras que pour le bras perpendiculaire. Un déséquilibre au voisinage de la différence de marche zéro doit donc être observé.

$$L_1 = L_0 (1 + v^2/c^2) \quad L_2 = L_0 (1 + v^2/2c^2) \quad \Delta L = L_0 (v^2/2c^2)$$

La vitesse de la Terre est à peu près 40 km/s, le terme en  $v^2/c^2$  est de l'ordre de  $10^{-8}$ . Sur des trajets de l'ordre du mètre, les variations de chemin optique sont de l'ordre du centième d'interfrange, parfaitement indécélables par des mesures mécaniques. Mais en réglant l'interféromètre sur la frange brillante centrale donnée par une source de lumière blanche, Michelson espérait observer un décalage de l'ordre du centième d'interfrange en faisant subir une rotation de  $90^\circ$  à son interféromètre. Il construisit pour ce faire un interféromètre avec deux bras orthogonaux de 30 cm de longueur accrochés sur la monture d'un goniomètre, ins-



**Figure 10 – Anneaux à l'infini de l'interféromètre de Michelson (radiation verte d'une lampe à mercure basse pression). Les carrés des rayons des anneaux successifs sont en progression linéaire, et le profil de distribution d'éclairement est sinusoïdal en fonction du carré du rayon** (document Institut d'optique)



**Figure 11 – Interféromètre de Michelson et Morley pour la mise en évidence d'une anisotropie de la vitesse de la lumière dans l'espace**

trument typique des instruments de grande précision de l'époque. La souplesse des bras faisait bouger les franges de plusieurs interfranges dès que l'on touchait au montage. L'environnement urbain interdisait par ailleurs d'observer des franges stables à mieux que quelques dixièmes d'interfrange.

Michelson partit pour les États-Unis sans avoir pu déceler le moindre effet. C'est à l'université de Michigan qu'avec son collègue Edward Morley il reprit l'expérience en 1887 avec un montage bien mieux adapté : des bras de 10 m de longueur étaient repliés sur une dalle de granite flottant sur du mercure (figure 11). L'effet attendu atteignait le dixième d'interfrange. L'interféromètre mis en rotation lente tournait par inertie sans aucune vibration pendant plusieurs heures. Aucun décalage des franges ne fut observé au-delà d'un centième d'interfrange. Ce que Michelson vécut comme un échec cuisant fut en réalité l'une des plus belles expériences de la physique moderne et contribua à la naissance de la théorie de la relativité.

### 3.4 La mesure du mètre en longueurs d'onde

Quelques années plus tard en 1892, Michelson vint en France au Bureau international des poids et mesures, au Pavillon de Breteuil, à Sèvres, pour effectuer une comparaison historique du Prototype international du mètre en platine à la longueur d'onde de radiations atomiques. Il compara la longueur de la règle à traits à la longueur d'onde de la radiation rouge du cadmium dans l'air. On trouvera une excellente description de cette belle expérience dans [3] ou mieux encore dans les travaux et mémoires du Bureau international des poids et mesures. Michelson fut l'inventeur à cette occasion des réglages fins, ces dispositifs mécaniques mettant en série deux raideurs très différentes pour permettre à la main de l'homme d'ajuster les positions relatives de pièces mécaniques à quelques nanomètres près.

#### 3.4.1 Les excédents fractionnaires

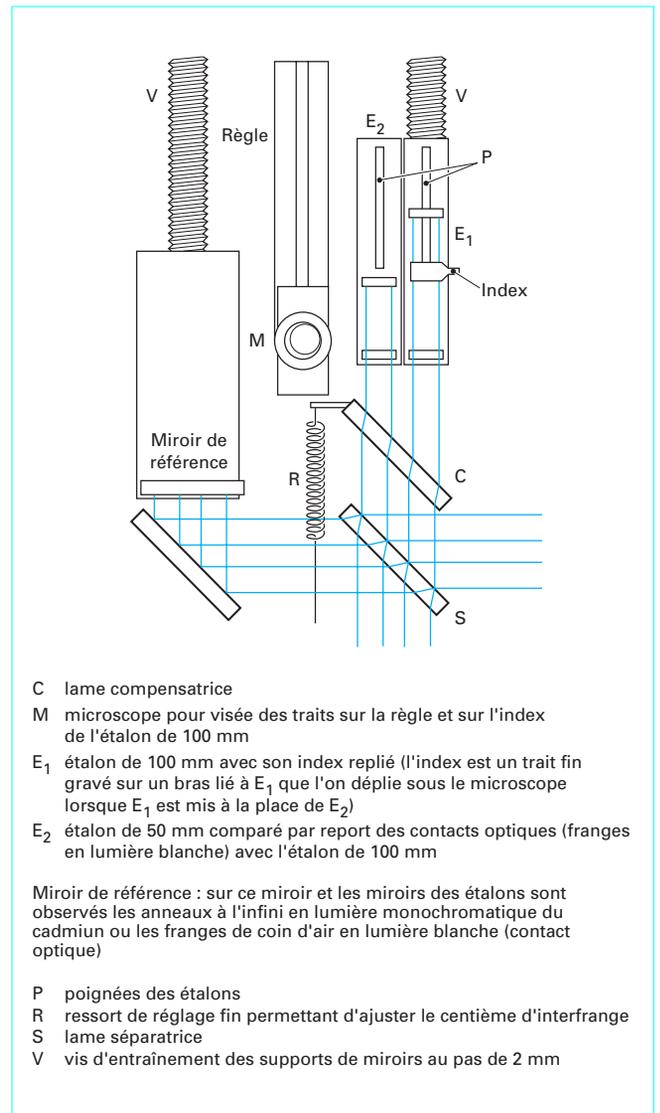
À l'occasion de cette mesure, Michelson développa la méthode des excédents fractionnaires, très utilisée dans les mesures interférentielles. Prenons comme Michelson les longueurs d'onde dans l'air des radiations du cadmium : 15 fois la longueur d'onde de la radiation rouge représente avec une bonne approximation 19 fois la longueur d'onde de la radiation verte. On en déduit que la phase des interférences rouge et verte se retrouve périodiquement toutes les 15 franges rouges ou toutes les 19 franges vertes. 41 longueurs d'onde de la radiation rouge représentent à très peu près 55 longueurs d'onde de la radiation bleue. Si pour une différence de marche donnée on trouve pour ces trois radiations des excédents fractionnaires  $e_1$ ,  $e_2$  et  $e_3$ , on peut par calcul chercher les valeurs de la différence de marche pour lesquelles les excédents fractionnaires sont  $e_1$  et  $e_2$  pour le rouge et le vert. On trouve une suite de différences de marche équidistantes de  $15 \times 643,8 \text{ nm} = 19 \times 508,6 \text{ nm} = 9,66 \text{ }\mu\text{m}$ . De la même manière, on trouve pour les excédents fractionnaires des radiations rouge et bleue une suite de différences de marche équidistantes de  $26,4 \text{ }\mu\text{m}$ . On ne trouvera en général qu'une valeur de différence de marche commune aux deux séries sur un intervalle de l'ordre de quelques centaines de micromètres. Il suffit donc de connaître la différence de marche à quelques dixièmes de millimètre près pour déterminer sans ambiguïté la différence de marche à la précision de mesure de l'excédent fractionnaire, dans le cas de Michelson un centième d'interfrange, soit quelques nanomètres. Michelson utilisa d'abord cette méthode pour vérifier qu'il ne s'était pas trompé dans le comptage visuel d'un millier de franges, mais la méthode se révéla si sûre qu'il en fit une méthode directe de détermination de la différence de marche, sans compter les franges. Par mesure de sécurité, on peut utiliser une quatrième longueur d'onde violette, à titre de vérification.

#### 3.4.2 Le mètre en longueurs d'onde

Michelson compara ainsi avec une sensibilité de l'ordre du centième d'interfrange une série d'étalons constitués de deux miroirs plans parallèles placés l'un au-dessus de l'autre et dont les épaisseurs allaient en progression géométrique de raison deux. Par obtention de contacts optiques successifs observés par le centrage de franges en lumière blanche, puis en appliquant à chaque étalon la méthode des excédents fractionnaires, Michelson obtint l'épaisseur d'un étalon de 10 cm à quelques centièmes de micromètre près, évaluée en fractions de frange. En reportant dix fois par contacts optiques successifs l'étalon de 10 cm, il obtint la longueur du Prototype international du mètre en longueurs d'onde dans l'air de la radiation rouge du cadmium (figure 12).

$$1 \text{ m} = 1\,553\,163,5 \lambda \pm 1,5 \lambda$$

La mesure des excédents fractionnaires donnait directement le rapport de deux longueurs d'onde du spectre du cadmium avec



**Figure 12 – Interféromètre de Michelson pour la comparaison du Prototype international du mètre à la longueur d'onde des radiations d'une lampe à cadmium**

une exactitude dix fois meilleure. Sa conclusion fut que le comptage des franges était une technique bien plus sensible et exacte dans la mesure d'un déplacement que la comparaison aux traits d'une règle gravée. Il encouragea ses collègues physiciens à envisager les longueurs d'onde lumineuses comme référence de longueur.

Cette mesure fut reprise au début du XX<sup>e</sup> siècle par Charles Fabry avec l'interféromètre dont nous parlerons plus loin. Les deux interférométristes furent d'accord pour recommander l'usage des interférences lumineuses dans la mesure des déplacements et leurs travaux furent à l'origine des deux définitions du mètre qui suivirent : la définition de 1960 basée sur la longueur d'onde dans le vide de la radiation orangée du krypton, puis la définition de 1983, toujours en vigueur, qui fixe la vitesse de la lumière dans le vide à  $299\,792\,458 \text{ m/s}$ .

## 4. Interféromètre de Mach-Zehnder

Dans l'interféromètre de Michelson, les franges sont localisées à l'infini si les images des miroirs dans la lame séparatrice sont parallèles, et elles sont localisées sur les miroirs si ces images forment un petit angle. Les interférences lumineuses qui permettent d'observer des variations locales de chemin optique sont un outil puissant pour étudier les variations d'indice de l'air dans une soufflerie. Il est intéressant de pouvoir localiser les franges de coin d'air sur la maquette en cours d'étude. C'est ce que permet l'interféromètre de Mach-Zehnder, qui est un montage dérivé de l'interféromètre de Michelson avec des degrés de liberté supplémentaires.

Une lame séparatrice  $S$  à  $45^\circ$  envoie les faisceaux réfléchis et transmis sur deux miroirs  $M_1$  et  $M_2$  à  $45^\circ$  (figure 13). Les deux faisceaux viennent interférer sur une lame mélangeuse à  $45^\circ$  et deux systèmes de franges en opposition de phase sont observables simultanément. La symétrie de l'interféromètre est parfaite pour les faisceaux transmis dans la direction d'incidence : la frange centrale en lumière blanche est parfaitement blanche. Autour d'elle on observe les couleurs parfaites de la première échelle de teintes de Newton. Dans la direction perpendiculaire, on observe, en l'absence d'absorption sur les lames séparatrice et mélangeuse, un système d'interférences complémentaire au premier. En lumière blanche on observe les couleurs parfaites de la deuxième échelle de teintes de Newton. Dans le cas de l'interféromètre de Michelson, il y a toujours des déphasages chromatiques à la réflexion et à la transmission sur la lame séparatrice qui perturbe la mise en phase des interférogrammes de longueurs d'onde différentes à la différence de marche zéro. On peut jouer sur ces déphasages en modifiant très peu l'incidence de la lame compensatrice, ce qui ne dérègle pas l'interféromètre, et l'on peut obtenir à volonté soit la première échelle des teintes de Newton, soit la deuxième échelle, soit toute échelle intermédiaire. Mais la mise en phase (ou en opposition de phase) des interférogrammes à la différence de marche zéro n'est pas parfaite pour tout le spectre visible.

On peut montrer que dans un interféromètre à deux ondes, les franges sont localisées là où se coupent deux rayons issus d'un même rayon incident. Pour que cette intersection se trouve sur la maquette de la figure 12, il faut qu'à partir de la position de symétrie parfaite qui donne une teinte plate uniforme, on fasse tourner le miroir  $M_1$  autour d'un centre  $C$  situé derrière la maquette à une distance de la maquette égale à la distance entre la maquette et le miroir. En effet, le rayon réfléchi sur  $M_1$  tournera d'un angle double de celui du miroir, ce qui le fera converger au milieu de  $M_1C$ .

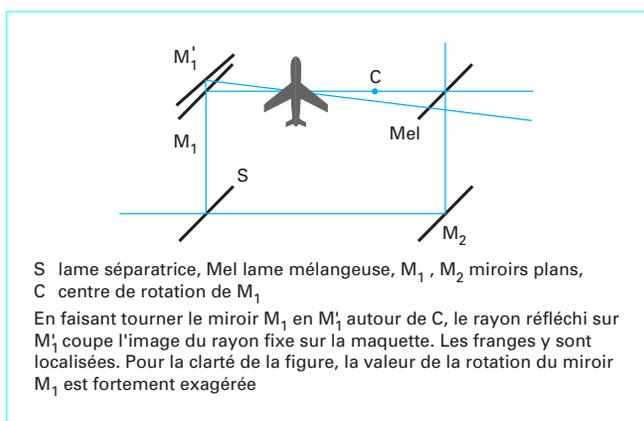


Figure 13 – Interféromètre de Mach-Zehnder

## 5. Interférences à ondes multiples

Lorsque plus de deux ondes issues d'une même source se superposent en un même point de l'espace, elles y forment un phénomène d'interférences plus compliqué, dites interférences à ondes multiples. On peut encore évaluer l'amplitude de la résultante par des calculs trigonométriques ou par des constructions géométriques. Nous traitons à titre d'exemple les interférences données par trois fentes de type Young entre trois ondes de même amplitude et dont les phases sont en progression arithmétique. Nous donnerons ensuite les résultats pour des phénomènes plus complexes : les réseaux dits de diffraction à très grand nombre de traits et les franges données par les lames réfléchissantes ou interféromètre de Fabry et Perot.

### 5.1 Interférences à trois ondes

Reprenons le montage des fentes d'Young avec trois fentes séparées par une distance  $a$ . En un point de l'écran situé à une distance  $x$  de l'axe SO joignant la source ponctuelle à la fente centrale, nous aurons superposition de trois ondes de même amplitude dont les phases sont en progression arithmétique de raison  $\delta\varphi = 2\pi ax/(\lambda d)$ . Ceci n'est rigoureux que si la source  $S$  est loin du plan des fentes, pour que les trois phases sur les fentes puissent être considérées comme égales, et que la distance  $d$  du plan des fentes à l'écran soit très grande devant  $a$  et  $x$  pour que la différence de phase soit nulle entre les trois ondes au point de l'écran situé sur l'axe SO.

On vérifie exactement ces conditions en plaçant la source au foyer d'une lentille placée devant les fentes, donnant ainsi des ondes planes incidentes sur les fentes, et en plaçant l'écran au foyer d'une deuxième lentille placée après les fentes. Les franges et la source sont ainsi rejetées à l'infini par rapport au plan des fentes.

L'amplitude résultante s'écrit en fonction de  $\varphi$  :

$$\left. \begin{aligned} A &= A_0(1 + \cos\varphi + \cos(-\varphi)) = A_0(1 + 2\cos\varphi) \\ \text{ou } A &= A_0(1 + \exp(i\varphi) + \exp(-i\varphi)) = A_0(1 + 2\cos\varphi) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

La construction de Fresnel montre que l'amplitude résultante est maximale pour  $\varphi = 0 \pm 2k\pi$ , en phase avec l'onde transmise par la fente centrale. Elle est nulle pour  $\varphi = 2\pi/3 \pm k\pi$ , égale à 1 pour  $\varphi = \pi/2 \pm 2k\pi$  en phase avec l'onde transmise par la fente centrale et pour  $\varphi = \pi \pm 2k\pi$  avec un déphasage de  $\pi$  par rapport à l'onde transmise par la fente centrale. Les courbes représentatives des variations de l'amplitude et de l'intensité résultantes en fonction de  $\varphi$  sont données par la figure 14.

### 5.2 Réseau dit « de diffraction »

Le réseau de diffraction, ainsi appelé parce que chaque trait du réseau diffracte la lumière incidente dans un espace angulaire de l'ordre de  $\lambda/a$  rad, où  $a$  est la largeur de chaque trait, est en réalité un interféromètre à  $N$  ondes, où  $N$  est le nombre de traits du réseau. Ce nombre est très grand puisqu'un réseau typique comporte plusieurs dizaines, centaines ou milliers de traits par millimètre, et que ce réseau a une largeur de plusieurs centimètres, voire 20 ou 30 cm. Ce sont donc plusieurs centaines de milliers de traits qui, diffractant la lumière dans un intervalle angulaire plus ou moins vaste, superposent les ondes cohérentes issues d'une même fente source placée à l'infini, c'est-à-dire au foyer d'un objectif ou d'un miroir collimateur. Nous renvoyons le lecteur, pour l'utilisation principale du réseau optique en spectrométrie, à l'article [1] du traité Mesures et Contrôle, et nous ne retiendrons ici que les propriétés fondamentales de l'interféromètre à ondes multiples.

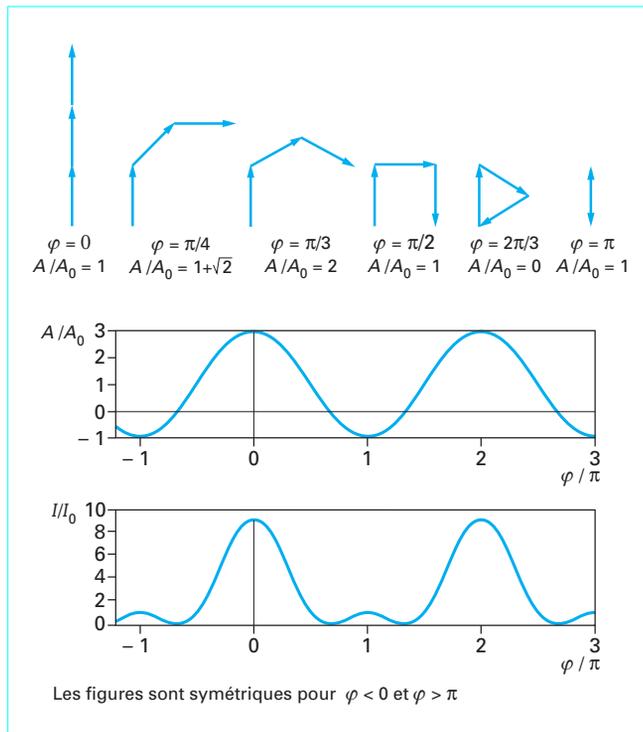


Figure 14 – Amplitudes et intensités résultant des interférences de trois ondes d’amplitude unité

Nous généralisons l’étude précédente des trois fentes d’Young, mais nous acceptons maintenant des angles d’incidence et de diffraction avec la normale au plan du réseau très importants. Nous ne pouvons donc plus utiliser les expressions simplifiées des différences de marche  $D$  entre rayons transmis par des fentes voisines. Nous devons exploiter les formules rigoureuses :

$$D = a (\sin i_1 + \sin i_2) \tag{12}$$

- avec  $a$  pas du réseau,
- $i_1$  angle du faisceau incident avec la normale au réseau,
- $i_2$  angle du faisceau émergent avec la normale au réseau.

La plupart des réseaux modernes sont des réseaux par réflexion, mais le schéma et le raisonnement sont plus simples avec un réseau par transmission. La relation (12) suppose que les angles  $i_1$  et  $i_2$  sont comptés de même signe s’ils sont d’un même côté de la normale. Cette convention peut paraître curieuse pour un réseau par transmission, parce qu’elle suppose deux sens positifs opposés de part et d’autre du réseau. Mais dans le cas d’un réseau par réflexion un seul sens positif est choisi, les deux faisceaux incident et diffracté étant dans le même espace. Cette convention nous permet de garder la même formule pour les deux types de réseaux.

La différence de phase  $\varphi$  entre deux ondes transmises par deux traits contigus est :

$$\varphi = 2\pi a (\sin i_1 + \sin i_2) / \lambda$$

L’amplitude résultante en fonction de  $\varphi$  s’écrit :

$$A = A_0 (1 + \cos \varphi + \cos 2\varphi + \dots + \cos N\varphi)$$

ou 
$$A = A_0 (1 + \exp i\varphi + \exp 2i\varphi + \dots + \exp Ni\varphi)$$

Et regroupant les termes deux par deux et en supposant  $N$  pair, ce qui n’est pas très restrictif, car compte tenu de la valeur de  $N$ ,

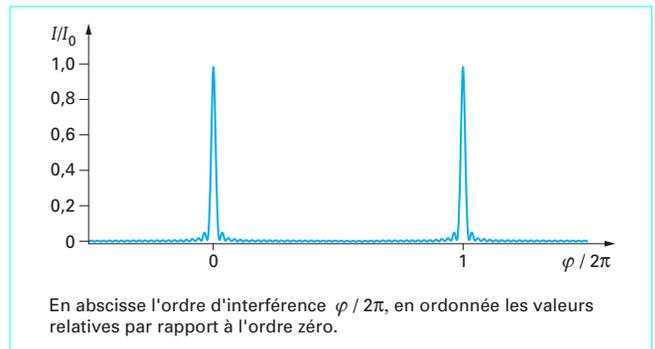


Figure 15 – Intensité diffractée par un réseau à 40 traits

plusieurs dizaines ou centaines de mille, un trait de plus ou de moins n’a pas grande influence sur l’amplitude résultante :

$$A = 2A_0 \exp(-Ni\varphi/2) (\cos N\varphi/2 + \cos(N-1)\varphi/2 + \dots + \cos \varphi/2)$$

$$A = A_0 \exp(-Ni\varphi/2) \frac{\sin N\varphi/2}{\sin \varphi/2} \tag{13}$$

Dans les directions pour lesquelles  $\varphi = 2k\pi$ , l’amplitude résultante des amplitudes diffractées par chacun des traits est égale à  $N$  fois l’amplitude diffractée par un trait. Dans les autres directions, cette résultante tombe à des valeurs très rapidement négligeables. On voit sur la figure 15 que la distribution de l’intensité en fonction de l’angle d’émergence est approximativement un sinus cardinal carré. On retrouve la forme de la figure de diffraction d’une pupille rectangulaire, mais cette figure s’observe dans l’ordre zéro et dans les ordres  $\pm 1, \pm 2$ , etc. Le nombre d’ordres observables est d’autant plus élevé que le pas du réseau est grand. Si le pas du réseau est inférieur à  $\lambda/2$ , on ne peut observer que l’ordre zéro, ce qui signifie que la structure du réseau n’est pas observable avec une radiation de cette longueur d’onde.

Si  $I$  est l’intensité diffractée, elle est  $N^2$  fois plus grande que celle diffractée par un seul trait dans la direction où  $\varphi = 2k\pi$  et pratiquement nulle dans les autres directions. On caractérise la figure d’interférence donnée par un réseau pour lequel au moins deux ordres sont observables, par le rapport de la largeur angulaire d’un pic à la distance angulaire qui sépare deux pics. Cette grandeur caractéristique d’un phénomène d’interférences à ondes multiples est appelée la  **finesse** , terme introduit par Charles Fabry à propos de son interféromètre, mais auquel nous nous référons ici parce que sa valeur est évidente.

En termes de différence de phase  $\varphi$ , la distance entre deux pics d’interférences constructives est égale à  $2\pi$ , et la largeur d’un pic de diffraction est approximativement égale à  $2\pi/N$ . La finesse est donc égale à  $N$ , le nombre d’ondes qui interfèrent. Notons que cette finesse définie en termes de différence de phase  $\varphi$  est égale à la finesse définie en termes de largeur angulaire. En effet, la valeur  $\Delta i_2$  de la distance angulaire entre deux pics s’écrit :

$$\Delta i_2 = \lambda / (a \cos i_2) \tag{14}$$

et varie quand  $i_2$  varie. La largeur angulaire  $\delta i_2$  d’un pic de diffraction varie de la même manière, car c’est la largeur d’un pic de diffraction d’une pupille rectangulaire de largeur  $L \cos i_2 = Na \cos i_2$ .

$$\delta i_2 = \lambda / (Na \cos i_2) \quad \Delta i_2 / \delta i_2 = N \tag{15}$$

On peut remarquer à propos du réseau que si l’on applique le principe du retour inverse de la lumière aux ondes en interférences constructives dans deux ordres consécutifs (par exemple l’ordre 0 et l’ordre 1, ou l’ordre -2 et l’ordre -1), ces ordres donnent des franges rectilignes équidistantes dont le pas est égal au pas du réseau. Ceci s’explique par le fait que le pas des franges formées

par deux ondes planes correspond à une variation de la différence de phase entre ces deux ondes égale à  $2\pi$ , et les directions d'émergence de deux ordres consécutifs après passage sur un réseau correspondent à une variation de la différence de phase entre deux ondes diffractées par deux traits consécutifs égale aussi à  $2\pi$ .

C'est sur ce principe que fonctionne localement un hologramme. À l'enregistrement, deux ondes incidentes, l'onde de référence et l'onde en provenance de l'objet, que l'on peut admettre localement planes, faisant un angle  $i$ , forment sur le milieu photosensible un système de franges localement rectilignes, de pas  $a = \lambda/i$ . À la restitution, on éclaire ce réseau par l'onde de référence qui donne dans l'ordre 1 un faisceau qui forme l'angle  $i$  avec l'ordre zéro et dont la direction est celle de l'onde initiale en provenance de l'objet. Cette onde est donc restituée en tout point de l'espace, en amplitude et en phase, ce qui justifie le fait que l'onde issue de l'hologramme dans l'ordre 1 est rigoureusement identique à celle diffusée par l'objet, laissant l'illusion de la présence de l'objet.

### 5.3 Interféromètre de Fabry et Perot

C'est pour faire des expériences de cours plus lumineuses qu'un collègue de Charles Fabry, André Boullouch, eut l'idée de déposer une couche mince d'argent sur les lames de verre destinées à observer des anneaux de Newton. En même temps que les anneaux observés par réflexion devenaient plus lumineux, ce qui permettait leur projection sur écran, ils s'affinaient.

Charles Fabry reprit ces expériences avec des lames planes en observant des franges mieux définies, les anneaux à l'infini donnés par une lame à faces parallèles. Charles Fabry découvrit que le profil de ces anneaux était décrit par une formule établie longtemps auparavant par George Biddell Airy pour tenir compte des réflexions multiples dans l'expérience des anneaux de Newton. Mais alors qu'Airy avait établi cette formule pour des pouvoirs réflecteurs faibles, ce qui donne un profil très peu différent d'un profil sinusoïdal, il ne s'était pas rendu compte lui-même que sa formule prenait une allure très particulière pour des pouvoirs réflecteurs proches de l'unité. C'est Fabry qui mit en évidence ce nouvel aspect de la question.

La formule d'Airy, obtenue en calculant la somme des termes d'une progression géométrique, est la suivante, en termes d'intensité :

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + \frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \varphi/2} \quad (16)$$

avec  $R$  et  $T$  facteurs de réflexion et de transmission en énergie des lames,  
 $\varphi = (2\pi ne \cos i)/\lambda$  déphasage entre deux rayons successivement transmis après double réflexion sous l'incidence  $i$  dans la lame d'épaisseur  $e$  et d'indice  $n$ .

Les variations de l'intensité  $I$  avec  $\varphi$  sont données par la figure 16. La différence de phase  $\varphi$  étant une fonction linéaire de  $\cos i$ , les variations de  $I$  en fonction de  $i$  rappellent la géométrie des anneaux de Newton ou celle des anneaux à l'infini de l'interféromètre de Michelson. La géométrie des anneaux à l'infini de l'interféromètre de Fabry et Perot est la même que celle des anneaux à l'infini de l'interféromètre de Michelson. Seule la finesse des anneaux diffère (figure 17).

La distance, en termes de différence de phase, entre deux anneaux consécutifs est  $\Delta\varphi = 2\pi$ . La demi-largeur à mi-hauteur d'un anneau est  $\delta\varphi/2$  telle que :

$$\frac{4R}{(1-R)^2} \sin^2 \delta\varphi/4 = 1$$

soit  $\delta\varphi = 2\pi/N$  tel que  $N = \pi R^{1/2}/(1-R)$ .

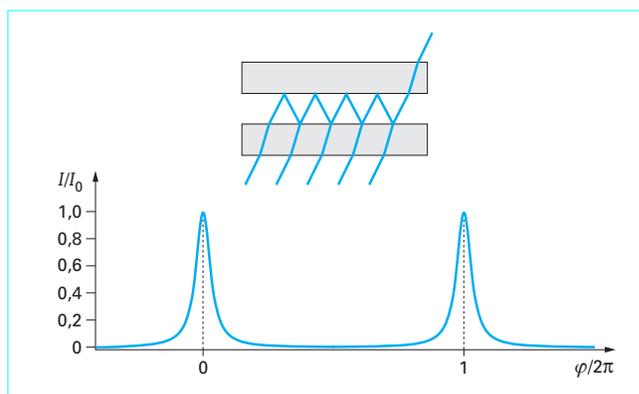


Figure 16 – Interféromètre de Fabry et Perot. Interférences à ondes multiples à l'infini

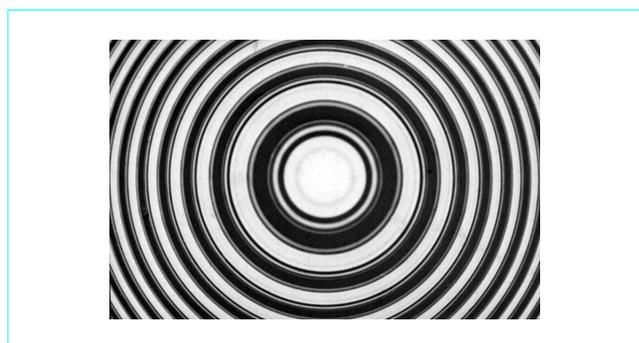


Figure 17 – Anneaux à l'infini de l'interféromètre de Fabry et Perot. Les anneaux sont fins mais on analyse ici la structure de la radiation verte d'une lampe à mercure basse pression. On aperçoit trois composantes monochromatiques et un paquet de composantes non résolues (document Institut d'optique)

C'est la finesse introduite par Charles Fabry pour caractériser ces interférences à ondes multiples. Ce terme est un des rares de la langue française à être entré dans le vocabulaire scientifique international. Le tableau 1 donne quelques valeurs de la finesse pour des valeurs de  $R$  proches de l'unité. Ces valeurs sont approchées, car pour exprimer la finesse nous avons développé  $\sin^2 \varphi/2$  en  $\varphi^2/4$ , ce qui suppose que la finesse est suffisante pour que la valeur  $I = I_0/2$  soit obtenue pour des valeurs de  $\varphi$  petites devant 1 rad. Une expression plus exacte peut être obtenue en étudiant la fonction de transfert de l'interféromètre comme la transformée de Fourier de sa réponse impulsionnelle. On trouve alors une tout autre expression de la finesse :

$$N = \pi/(\ln R)$$

Comme on peut le vérifier sur le tableau 2, ces expressions algébriques, quoique très différentes, donnent des valeurs très voisines de  $N$ .

$R$	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,99	1
$\pi R^{1/2}/(1-R)$	4,44	6,08	8,76	14,05	29,80	61,24	312,58	$\infty$
$\pi/(\ln R)$	4,53	6,15	8,81	14,08	29,82	61,25	312,59	$\infty$

Dans l'interféromètre de Fabry et Perot, le nombre d'ondes qui interfèrent est infini, mais l'amplitude des ondes successives est en progression géométrique décroissante de raison  $r^2$ , où  $r$  est le facteur de réflexion de l'amplitude.

$$r = R^{1/2}$$

On peut constater numériquement que  $R^{2N}$  est indépendant de  $R$ . Cette propriété est algébriquement exacte avec la deuxième expression de la finesse et numériquement bien approchée avec la première. C'est l'intensité relative par rapport au premier rayon transmis du  $N^e$  rayon réfléchi sur les deux plans.

$$R^{2N} = \exp(-2\pi) = 1,87 \cdot 10^{-3} \tag{17}$$

On trouve donc une nouvelle interprétation de la finesse : c'est le nombre de rayons transmis dont l'intensité est au moins égale à  $1,87 \cdot 10^{-3}$  de celle du premier rayon. Nous dirons que c'est le nombre de rayons efficaces dans l'observation du phénomène d'interférence à l'infini. On retrouve ainsi un résultat établi exactement dans le cas du réseau : la finesse est égale au nombre de rayons qui participent au phénomène interférentiel.

Fabry ne disposait que de couches semi-argentées dont le pouvoir réflecteur ne dépassait guère 0,7 à 0,8. Les finesesses qu'il observait étaient donc de l'ordre de 10 à 15. De forts pouvoirs réflecteurs étaient possibles en augmentant l'épaisseur d'argent, mais l'absorption dans les couches atténuait beaucoup la lumière transmise. Il faut cependant noter que l'absorption ne joue que sur le maximum de transmission des interférences, mais ne change en rien la finesse. Les couches multidiélectriques que l'on fabrique aujourd'hui ont des pertes extrêmement faibles et des pouvoirs réflecteurs supérieurs à 99 % sont fréquents. Lorsque l'interféromètre ne travaille qu'avec une seule longueur d'onde, en particulier les longueurs d'onde 633 nm ou 1,05 μm des lasers hélium-néon, des pouvoirs réflecteurs inconnus jusqu'à ces dernières années permettent d'atteindre des finesesses de plusieurs centaines de milliers, ce qui représente des pertes par diffusion ou absorption de l'ordre de  $10^{-6}$ . Ces valeurs exceptionnelles sont atteintes grâce aux progrès considérables apportés dans la réalisation des couches multidiélectriques et trouvent des applications dans la réalisation des gyromètres à laser ou d'interféromètres géants destinés à détecter d'éventuelles ondes gravitationnelles que les physiciens traquent dans l'univers depuis plusieurs décennies.

### 5.4 Franges de superposition

L'interféromètre de Fabry et Perot ne donne pas accès à la différence de marche zéro. En effet, le contact optique entre les deux lames qui se font face est très dangereux pour ces lames. Tout contact risque de détériorer les couches réfléchissantes et, lorsque tout l'air est chassé entre deux surfaces planes de bonne qualité optique, la pression atmosphérique les plaque l'une sur l'autre jusqu'à mettre en œuvre les forces de van der Waals entre molécules qui peuvent conduire à une adhérence parfois indestructible, la cohésion d'un matériau unique étant reconstituée par l'attraction moléculaire.

Par contre, on peut observer des franges en lumière blanche en mettant deux interféromètres d'épaisseurs voisines, et, grâce aux interférences à ondes multiples, on peut aussi observer des franges en lumière blanche entre deux interféromètres dont les épaisseurs sont dans un rapport simple. Par exemple, si le rapport des épaisseurs est très voisin de 2, on observera des interférences entre les rayons qui ont subi deux doubles réflexions dans l'interféromètre d'épaisseur  $e$  et ceux qui ont subi une double réflexion dans l'interféromètre d'épaisseur  $2e$ . Charles Fabry mit à profit cette propriété de son interféromètre pour reprendre la mesure du mètre de Michelson, la confirmer et diviser son incertitude par un facteur voisin de 10.

Un premier étalon d'épaisseur 6,25 cm a été mesuré par la méthode des coïncidences, une méthode qui s'apparente à la méthode des excédents fractionnaires de Michelson. Charles Fabry observe les franges en lumière blanche formées à travers cet interféromètre, un deuxième étalon dont l'épaisseur est voisine de 12,5 cm et un compensateur de faible épaisseur en forme de coin d'air (figure 18). On observe une frange blanche là où l'épaisseur du compensateur est égale à la différence entre l'épaisseur voisine de 12,5 cm et le double de l'épaisseur voisine de 6,25 cm. L'épaisseur du compensateur en coin d'air a été préalablement étalonnée par les coïncidences entre les radiations rouge, verte et bleue du cadmium. En basculant quelques miroirs, Fabry observe ensuite les franges en lumière blanche à travers l'étalon de 12,5 cm, un étalon de 25 cm et un deuxième compensateur étalonné de la même manière. Les comparaisons s'effectuent entre 25 cm et 50 cm, puis 50 cm et un étalon de 1 m qui n'aurait jamais pu donner de franges d'interférence avec les sources les plus monochromatiques disponibles avant l'apparition des lasers. Fabry obtenait ainsi une valeur interférentielle de l'épaisseur optique d'un étalon de 1 m d'épaisseur, et des pointés au microscope équipé d'un oculaire micrométrique permettaient à Fabry de comparer la distance de ses miroirs à la distance des traits gravés sur une règle en Invar. Alors que Michelson mettait une longue journée à reporter des contacts optiques sur les deux miroirs de ses nombreux étalons, Charles Fabry obtenait sa mesure en une quinzaine de minutes par basculement de quelques miroirs. Confirmant la mesure de Michelson, améliorant la précision, Fabry montra que l'essentiel de l'incertitude venait de la mesure au microscope à oculaire micrométrique, et qu'il serait préférable d'abandonner la règle à traits comme étalon de longueur pour se raccorder directement à la longueur d'onde d'une radiation lumineuse. Sa mesure fut à l'origine de l'angström, unité qui permit aux spectroscopistes de comparer des longueurs d'onde lumineuses sans passer par le Prototype international du Pavillon de Breteuil.

### 5.5 Couches multidiélectriques

On peut déposer sur la surface d'un composant optique en verre d'indice  $n$  une couche mince d'un milieu diélectrique transparent d'indice  $n_c$ . Par exemple, une couche dont l'épaisseur optique, produit de l'épaisseur géométrique par l'indice, est égale à  $\lambda/4$ , donnera une interférence destructive entre l'onde réfléchie à l'interface air-couche et l'onde réfléchie à l'interface couche-verre. Les pouvoirs réflecteurs aux interfaces sont respectivement :

$$\left(\frac{n_c - 1}{n_c + 1}\right)^2 \text{ et } \left(\frac{n_c - n}{n_c + n}\right)^2$$

Superposons les deux amplitudes réfléchies aux deux interfaces avec une différence de phase égale à  $\pi$  : l'amplitude résultante s'écrit, en prenant l'amplitude incidente égale à 1 et en négligeant son atténuation par la première transmission :

$$\frac{n_c - 1}{n_c + 1} - \frac{n - n_c}{n + n_c} = \frac{2(n_c^2 - n)}{(n_c + 1)(n + n_c)}$$

En choisissant  $n_c = (n)^{1/2}$ , ces deux pouvoirs réflecteurs sont égaux et l'interférence destructive annule le flux réfléchi. On a ainsi formé une couche antireflet parfaite pour une longueur d'onde donnée. Dans la pratique on ne peut obéir à cette relation idéale. Le tableau 3 donne quelques valeurs du pouvoir réflecteur obtenues avec  $n_c = 1,34$  et trois valeurs typiques de  $n$ .

**Tableau 3 – Pouvoir réflecteur  $R$  d'une couche  $\lambda/4$  d'indice 1,34 sur un verre d'indice  $n$**

$n$	1,5	1,6	1,7	1,8
$R$	0,008	0,003	0,000 7	$1,4 \cdot 10^{-6}$

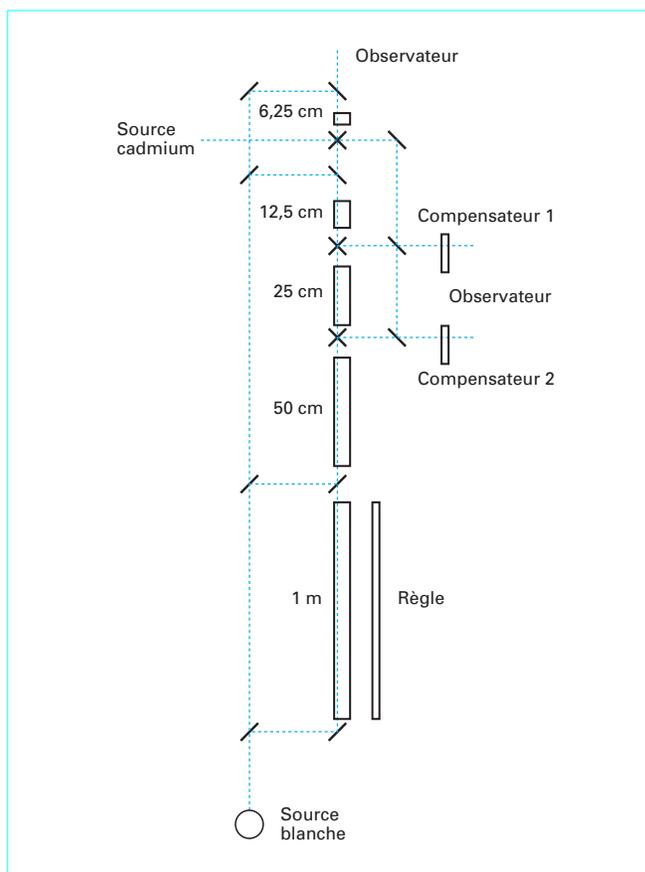


Figure 18 – Montage de Charles Fabry pour comparer une règle de 1 m aux longueurs d'onde des radiations d'une lampe à cadmium

On peut aussi couvrir l'interface avec une couche de haut indice en lui donnant une épaisseur optique égale à une demi-longueur d'onde. L'onde réfléchie à l'interface couche-verre se trouve ainsi en phase avec l'onde réfléchie à l'interface air-couche et le facteur de réflexion s'en trouve fortement augmenté. Alors que le facteur de réflexion du verre nu d'indice 1,5 est égal à 4 %, le dépôt d'une couche  $\lambda/2$  d'indice 1,7 porte ce pouvoir réflecteur à plus de 13 %. Déjà, avec une seule couche, il y a lieu de tenir compte des interférences à ondes multiples dues aux nombreuses réflexions entre les deux interfaces. Mais la réalisation des couches réfléchissantes ou des couches antireflet ne s'arrête pas là.

Dans la pratique on ne trouve pas de matériau dont l'indice obéisse à la loi établie pour une simple couche antireflet  $n_c = (n)^{1/2}$ , et l'on veut annuler le pouvoir réflecteur sur un domaine étendu de longueurs d'onde, par exemple tout le visible de  $0,4 \mu\text{m}$  à  $0,75 \mu\text{m}$ . On peut approcher ce résultat en créant une couche multidielectrique formée d'une alternance de matériaux transparents à haut et bas indices. On obtient ainsi des couches antireflet ou, au contraire, des couches à très fort pouvoir réflecteur en calculant les interférences multiples données par les réflexions aux interfaces. Le calcul de ces couches est difficile parce que le nombre de paramètres peut être très élevé (on fabrique des revêtements comportant jusqu'à une centaine de couches avec lesquels on obtient aussi bien des pouvoirs réflecteurs très faibles sur de larges intervalles spectraux que des pouvoirs réflecteurs à trois, quatre, voire cinq/9), permettant les finesses remarquables citées à propos de l'interféromètre de Fabry et Perot.

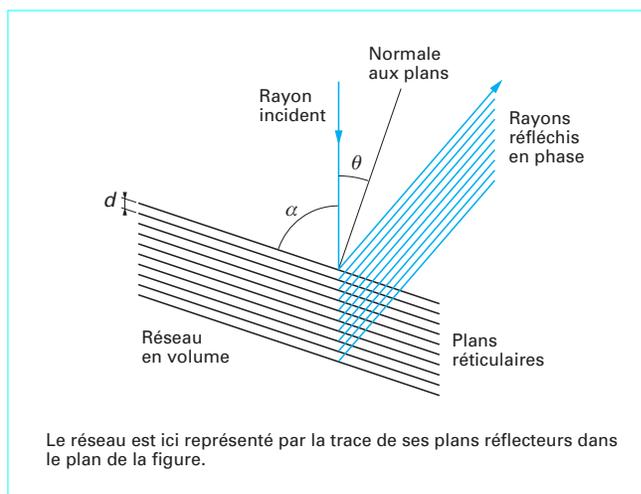


Figure 19 – Réseau de Bragg à trois dimensions

## 5.6 Réseaux de Bragg

Apparentés aux couches multiples, on trouve toute une série de dispositifs dans les milieux transparents qui donnent lieu à des interférences à ondes multiples aux applications nombreuses et diverses. C'est Gabriel Lippmann qui, le premier, exploita les ondes stationnaires créées à la surface d'un miroir pour enregistrer dans une émulsion argentique à grain très fin la série des plans, lieux des ventres de champ électrique. Si l'onde incidente est monochromatique de longueur d'onde  $\lambda$ , on enregistre une suite de plans parallèles au miroir, équidistants de  $\lambda/2n$  où  $n$  est l'indice de la gélatine (figure 19). Lippmann obtenait ce résultat en couchant la pellicule sur un bain de mercure. La diffusion par les atomes d'argent réduits provoque des interférences sélectivement constructives pour la longueur d'onde de prise de vue. Observée par réflexion, la photographie développée restitue très fidèlement la couleur : il s'agit d'une reproduction physique des couleurs, il n'y a aucun colorant dans l'émulsion. Lippmann a ainsi enregistré de magnifiques spectres optiques dont certains échantillons sont encore visibles de nos jours et présentent des couleurs inégalées. C'est sur ce principe que fonctionnent certains hologrammes en couleurs et l'on peut dire des photographies en couleurs de Lippmann que ce sont des hologrammes en lumière incohérente, inventés avant l'apparition des lasers.

Dans de nombreux cristaux non linéaires, la formation de franges d'interférence provoque des modulations spatiales d'indice qui conduisent à des interférences entre ondes diffusées non plus par des traits, mais par des plans. Les lois de dispersion de ces réseaux tridimensionnels sont plus restrictives que pour les réseaux plans, mais les applications en sont beaucoup plus nombreuses. Dans les dispositifs acousto-optiques, ce sont des ondes progressives acoustiques qui, se propageant dans un milieu transparent, donnent des déviations ajustables (déflecteurs acousto-optiques) ou des modulations d'intensité (modulateurs acousto-optiques) dont le temps de réponse n'est limité que par les dimensions des cristaux et la vitesse de propagation du son dans le cristal.

La relation de Bragg donne la condition pour qu'une radiation de longueur  $\lambda$  soit réfléchie avec un angle d'incidence  $\theta$  sur des plans équidistants de  $d$  :

$$2d \cos \theta = k \lambda$$

La relation de Bragg est souvent donnée en fonction de l'angle  $\alpha$  des rayons avec les plans réticulaires et devient alors :

$$2d \sin \alpha = k \lambda$$

On trouve dans la nature des couleurs interférentielles dues à des structures complexes du type réseau de Bragg : ce sont les écailles des ailes de papillon, les élytres de certains coléoptères, les plumes de certains oiseaux comme le paon ou les oiseaux-mouches.

## 6. Interféromètres à polarisation

Nous n'avons pas parlé jusqu'ici de la nature vectorielle de la lumière. Si nous tenons compte de l'orientation des vecteurs champ électrique et champ magnétique qui constituent une onde électromagnétique, de nouvelles propriétés vont apparaître avec certaines substances transparentes qui n'ont pas les mêmes propriétés dans toutes les directions : ce sont les milieux anisotropes. Nous y observerons des interférences entre divers états de polarisation qui conduisent à des montages aux propriétés fort intéressantes.

### 6.1 Structure d'une onde électromagnétique

Une onde électromagnétique se propage en obéissant aux équations de Maxwell qui sont l'expression générale des propriétés des charges électriques en mouvement. Désignant par  $\mathbf{E}$  un champ électrique et par  $\mathbf{H}$  un champ magnétique, on vérifie :

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 0$$

car il n'y a pas de charges électriques dans le vide ni dans les milieux matériels qui sont électriquement neutres. Cette remarque n'est pas en contradiction avec l'interaction des vibrations lumineuses et des électrons liés de la matière, responsable de la valeur de l'indice de réfraction d'un milieu transparent.

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$$

qui est la loi d'induction d'un champ électrique par variation temporelle d'un flux magnétique,  $\mu$  étant égal à  $\mu_0$  dans les milieux transparents qui ne sont pas magnétiques.

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = -\varepsilon \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

qui est la création d'un champ magnétique  $\mathbf{H}$  lorsque  $\mathbf{E}$  varie avec le temps. Bien qu'il n'y ait pas de charges libres dans les milieux transparents ou dans le vide, Maxwell a montré qu'une variation du champ électrique dans le vide provoquait un champ magnétique induit par des courants fictifs qu'il a appelés les courants de déplacement.

De ces quatre équations fondamentales, Maxwell a déduit une équation de propagation avec la vitesse  $c = (\varepsilon\mu_0)^{-1/2}$ , assimilant ainsi la lumière à une onde électromagnétique et donnant une signification à la vitesse de la lumière, égale à 299 792 458 km/s dans le vide, et dont la valeur était déjà assez bien connue.

Dans une onde plane monochromatique se propageant dans le vide, le champ électrique et le champ magnétique sont orthogonaux et vibrent en phase, la direction de propagation est perpendiculaire aux deux vecteurs. Les valeurs des vecteurs champ électrique et champ magnétique sont telles que l'énergie est également répartie entre les deux vecteurs :

$$\varepsilon_0 E^2 = \mu_0 H^2 \quad (18)$$

Champ électrique, champ magnétique et vecteur d'onde forment un trièdre rectangle direct. Il est donc inutile de conserver les neuf

paramètres caractérisant les deux vecteurs et la direction de propagation. On peut décrire une onde électromagnétique monochromatique par son vecteur d'onde et par la direction d'un seul vecteur transversal, appelé vecteur de Fresnel (à ne pas confondre avec le vecteur mathématique utilisé dans la construction de Fresnel) et que des expériences faites par Fresnel et Arago ont assimilé au vecteur champ électrique.

### 6.2 Lumière naturelle et lumière polarisée

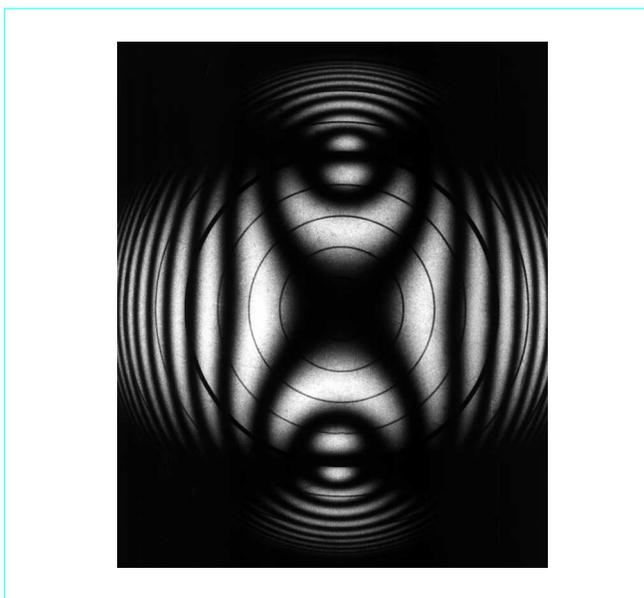
La lumière émise par une source naturelle, telle qu'une lampe à incandescence, une étoile ou le Soleil, est une lumière non polarisée, c'est-à-dire que le vecteur qui la caractérise ne vibre pas dans une direction fixe. La direction de vibration tourne aléatoirement en fonction du temps, donnant à la lumière naturelle des propriétés de symétrie autour de sa direction de propagation.

La lumière qui s'est réfléchiée dans certaines conditions sur un dioptre air-verre perd sa symétrie autour de la direction de propagation et présente une direction de vibration privilégiée. Si un faisceau de lumière parallèle s'est réfléchi sur un dioptre plan avec l'incidence de Brewster, toute vibration dans une direction est éteinte et la lumière est totalement polarisée dans la direction perpendiculaire. Après réflexion de la lumière sur le verre, le vecteur de Fresnel est perpendiculaire au plan d'incidence formé par la normale au dioptre et le vecteur d'onde. On dit de cette lumière qu'elle est polarisée rectilignement. Le plan de polarisation est le plan d'incidence sur la lame de verre et le plan de vibration est le plan orthogonal au plan d'incidence.

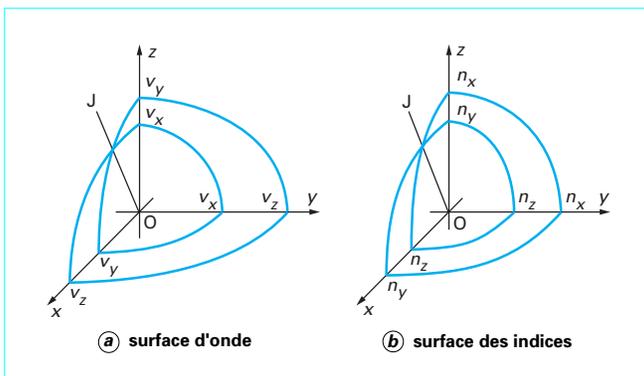
Il en est de même quand la lumière a traversé des dispositifs appelés polariseurs qui ne laissent passer qu'une direction de polarisation. Il existe d'autres états de polarisation de la lumière provoqués par des interférences entre deux états de polarisation rectilignes orthogonaux, ce sont des polarisations circulaires ou elliptiques que nous verrons à propos des lames cristallines.

### 6.3 Propagation dans un milieu anisotrope

Lorsque la lumière se propage dans un milieu anisotrope tel qu'un cristal privé de certaines symétries, elle se comporte différemment en fonction de l'orientation du vecteur de Fresnel (figure 20) (pour de simples raisons de symétrie, un cristal cubique comme le chlorure de sodium est nécessairement un milieu isotrope, le quartz, le mica, la calcite sont des milieux anisotropes ; l'optique moderne a connu des développements considérables avec des cristaux anisotropes non linéaires comme le niobate de lithium, le titanate de baryum et bien d'autres). La propagation d'une onde électromagnétique dans un milieu anisotrope est un problème mathématiquement difficile. On trouvera une description détaillée de ces problèmes dans la référence [7]. Nous résumerons les résultats aussi simplement que possible : on peut ramener le cristal à trois axes orthogonaux suivant lesquels deux ondes convenablement polarisées se propageront avec deux valeurs distinctes de l'indice. La continuité des vitesses de propagation quand on change la direction de propagation et (ou) la direction de polarisation montre qu'il existe nécessairement deux directions OJ et OJ' symétriques par rapport à ces axes pour lesquelles la vitesse de propagation des ondes est indépendante de la direction de polarisation. Ces directions sont appelées les axes optiques du cristal. La propagation dans les milieux biaxes (figure 21) est un casse-tête historique et n'est bien maîtrisée que par quelques rares spécialistes. Heureusement, dans beaucoup de cristaux deux des trois valeurs d'indices sont égales, et dans ce cas les deux axes optiques se fondent en un seul. L'optique des milieux uniaxes est beaucoup plus accessible. Dans la plupart des applications, on travaille avec des lames à faces parallèles taillées parallèlement à l'axe. Le milieu



**Figure 20 – Étude polarographique d'un film plastique mince étiré placé entre polariseur et analyseur croisés. C'est un milieu biaxe. On voit la direction des axes au centre des anneaux. Les cercles représentent une échelle angulaire (épaisseur du film : 45 μm, le champ de la photographie est pratiquement égal à 180°)**

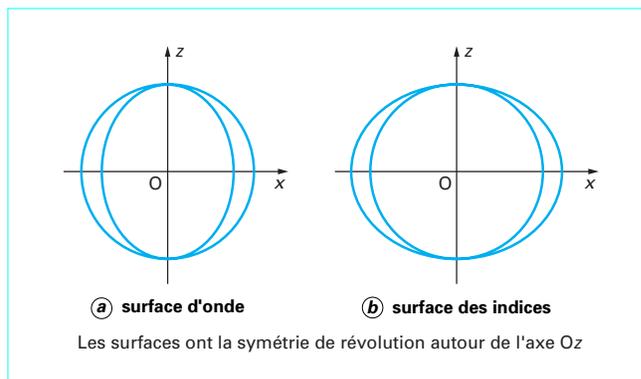


**Figure 21 – Milieu biaxe**

se comporte alors comme un milieu isotrope pour une polarisation correspondant à l'onde ordinaire avec la valeur de l'indice ordinaire  $n_0$ , et une onde extraordinaire polarisée dans une direction perpendiculaire à celle de l'onde ordinaire. Cette onde extraordinaire se déplace avec une valeur de l'indice qui est comprise entre celle de l'indice ordinaire  $n_0$  et celle de l'indice extraordinaire  $n_e$ , en fonction de sa direction de propagation. Le milieu est dit uniaxe positif si  $n_e > n_0$  (figure 22) et uniaxe négatif dans le cas contraire.

Une lame cristalline taillée convenablement présentera deux directions privilégiées pour lesquelles l'onde électromagnétique se propagera sans déformation, avec un indice spécifique de la direction de propagation et de la direction de polarisation. Dans la direction de polarisation perpendiculaire, la propagation s'effectuera aussi sans déformation, mais avec une valeur différente de l'indice.

Deux vibrations polarisées rectilignement dans des directions perpendiculaires suivant les directions des axes de la lame se



**Figure 22 – Milieu uniaxe positif ( $n_e > n_0$ )**

retrouveront donc après traversée de la lame en ayant parcouru des chemins optiques différents. Si ces ondes sont cohérentes, elles interféreront en sortant de la lame pour donner un état de polarisation caractéristique de la différence de chemin optique ou du déphasage :

$$D = e(n' - n'') \quad \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} e(n' - n'') \quad (19)$$

Pour assurer la cohérence de ces deux ondes, on éclaire la lame avec un faisceau de lumière polarisée rectilignement à 45° des axes de la lame. Cette vibration se décompose en deux vibrations rectilignes en phase vibrant dans les directions des axes de la lame et transmises comme telles. Si les ondes sont en phase à la sortie, c'est-à-dire si la différence de chemin optique représente un nombre entier de longueurs d'onde, les deux ondes reconstruisent l'onde incidente, polarisée rectilignement à 45° des axes de la lame.

Si la différence de chemin optique est un nombre impair de demi-longueurs d'onde, l'onde émergente est la symétrique de l'onde incidente par rapport aux axes de la lame.

Si le déphasage entre les deux ondes est  $\pi/2$ , la combinaison de ces deux polarisations orthogonales de même amplitude donne une onde circulaire droite ou gauche suivant le sens du déphasage. Ce sens va de l'axe rapide (bas indice) à l'axe lent (haut indice).

On peut donc observer des interférences entre ondes polarisées après traversée d'un interféromètre à différence de marche fixe constitué par une lame cristalline. Un tel interféromètre est moins souple que ceux que nous avons étudiés jusqu'ici, mais il présente un avantage considérable : il est indéréglable et très compact. Il peut être introduit dans n'importe quel système soumis à n'importe quel environnement.

## 6.4 Interférences en lumière polarisée

On placera devant une lame cristalline un polariseur dont la direction de polarisation est à 45° des axes de la lame. On s'assure ainsi que les deux vibrations orthogonales dans les directions des axes de la lame sont cohérentes et vibrent en phase avec des amplitudes égales.

À la sortie, les deux ondes interfèrent avec une différence de phase  $\varphi$ . Quelle que soit  $\varphi$ , l'intensité de la lumière transmise sera constante, car les deux ondes qui interfèrent sont perpendiculaires ; l'intensité résultante est égale à la somme des intensités des composantes : à chaque instant  $A^2 = A_1^2 + A_2^2$ . Si l'on veut traduire la différence de phase par une variation d'intensité, il faut placer un deuxième polariseur après la lame, appelé analyseur.

On peut mettre l'analyseur parallèle au polariseur. Le flux transmis en fonction de  $\varphi$  s'écrit :

$$I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2} = \frac{I_0}{2} (1 + \cos \varphi) \quad (20)$$

On peut aussi placer l'analyseur perpendiculairement au polariseur. Le flux transmis s'écrit alors :

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2} = \frac{I_0}{2} (1 - \cos \varphi) \quad (21)$$

Dans un interféromètre de ce type, il n'est pas commode de faire varier la différence de marche. Certains montages appelés compensateurs permettent d'ajuster une épaisseur en faisant glisser l'un sur l'autre deux prismes de petit angle. Dans le compensateur de Babinet, les deux prismes sont orientés de la même manière formant un cristal unique à épaisseur variable. La différence de marche entre les deux polarisations s'exprime simplement :

$$D = e (n' - n'') \quad (22)$$

Dans le compensateur de Bravais, les deux lames sont croisées de telle sorte que la différence de marche est nulle là où les deux prismes ont la même épaisseur, et elle varie linéairement avec l'abscisse dans une direction perpendiculaire à l'arête des prismes. Les multiples valeurs de la différence de marche au voisinage de la différence de marche nulle sont ainsi observables simultanément sous la forme de franges rectilignes analogues aux franges du coin d'air.

On peut ainsi introduire une différence de marche ajustable et déterminer la différence de marche dans un autre montage en cherchant la frange centrale en lumière blanche par compensation. On peut aussi étudier des différences de marche pas trop grandes, de l'ordre de quelques micromètres, en observant les couleurs d'interférence en lumière blanche qui sont les couleurs de la première échelle de teintes de Newton entre polariseur et analyseur parallèles ou celles de la deuxième échelle de teintes de Newton entre polariseur et analyseur croisés. Les praticiens deviennent des experts pour cette détermination, et l'utilisation de certaines différences de marche critiques donnant ce que l'on appelle une teinte sensible permet, sans aucune photométrie, d'atteindre le centième d'interfrange. Une teinte sensible est un pourpre d'où est absente la lumière jaune. Pour un très faible dérèglement dans un sens ou dans l'autre, la couleur bascule rapidement vers le bleu ou vers le rouge. L'œil, qui est un très mauvais photomètre, est un colorimètre très sensible, et décèle ainsi des variations de différence de marche de l'ordre du nanomètre.

Un grand avantage des interférences en lumière polarisée, mais qui est aussi un facteur limitant les performances de ces interféromètres, est la faible valeur de la différence entre les indices  $n'$  et  $n''$ . Cette différence est égale pour la lumière jaune du sodium à  $9,1 \cdot 10^{-3}$  pour le quartz, si bien que l'on peut faire des lames pour lesquelles la différence de marche est égale à une demi-longueur d'onde ou à un quart de longueur d'onde. Ces différences de marche sont intéressantes, parce qu'elles introduisent un déphasage de  $\pi$ , soit un changement de signe pour l'amplitude, ou de  $\pi/2$ , soit une mise en quadrature de deux ondes. Les épaisseurs correspondantes sont respectivement 0,015 et 0,03 mm. En interférométrie en lumière naturelle les épaisseurs correspondantes sont 0,3  $\mu\text{m}$  et 0,15  $\mu\text{m}$  ce qui rend ces lames beaucoup trop fragiles pour pouvoir être exploitées. La contrepartie de cette facilité dans les interféromètres à polarisation est la limitation des différences de marche à quelques dizaines de longueurs d'onde.

## 6.5 Interféromètres à polarisation

Les compensateurs que nous avons décrits dans le paragraphe précédent sont des interféromètres à polarisation à différence de marche ajustable. Mais il existe une grande variété d'interféromètres qui utilisent une lame biréfringente derrière un polariseur pour

séparer les deux ondes cohérentes polarisées dans deux directions perpendiculaires, leur faire subir deux trajets à travers les objets étudiés par interférométrie, puis les mélanger pour examiner, à travers un analyseur, l'effet de ces trajets sur la forme ou la couleur des franges d'interférences. C'est en microscopie que les interféromètres à polarisation ont trouvé leurs applications les plus nombreuses, mais on en trouvera aussi dans d'autres dispositifs, comme les interféromètres à laser à comptage de franges (§ 7.3).

Un milieu isotrope transparent soumis à des contraintes perd sa symétrie et devient anisotrope. Ce phénomène est exploité pour déceler avec une excellente sensibilité les contraintes provoquées dans les verres lors du refroidissement. En plaçant une lame à faces parallèles entre polariseur et analyseur croisés, on observe une teinte noire où apparaissent les couleurs de la deuxième échelle des teintes de Newton là où la direction des contraintes est convenablement orientée. Des maquettes en matière plastique transparente permettent ainsi de visualiser par interférométrie la distribution des contraintes dans des structures architecturales ou des pièces mécaniques.

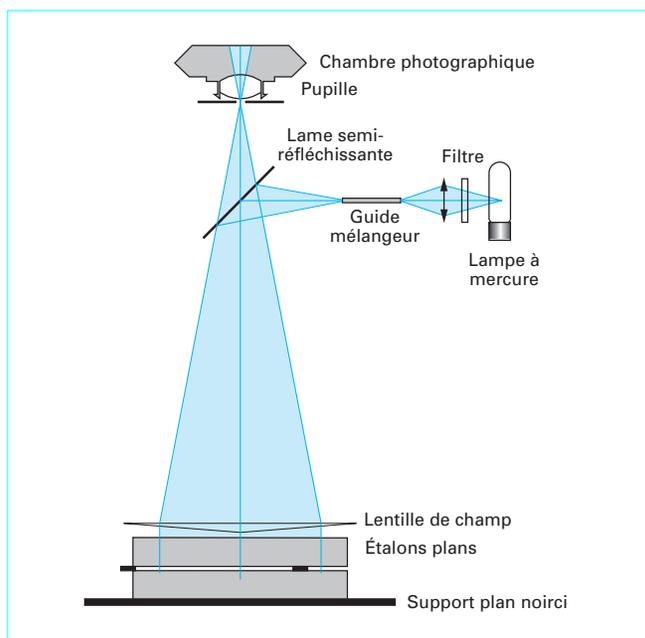
## 7. Applications des interféromètres

Comme nous l'avons dit en introduction, les interférences de la lumière permettent de mettre en évidence de très faibles variations d'un chemin optique par rapport à un autre pris comme référence. L'observation visuelle ou photométrique de la déformation des franges permet d'atteindre des sensibilités allant du dixième d'interfrange pour une observation visuelle à un centième ou quelques millièmes d'interfrange par une analyse plus complète. Cette dernière sensibilité n'est justifiée que si le faisceau de référence permet de garantir une stabilité du même ordre.

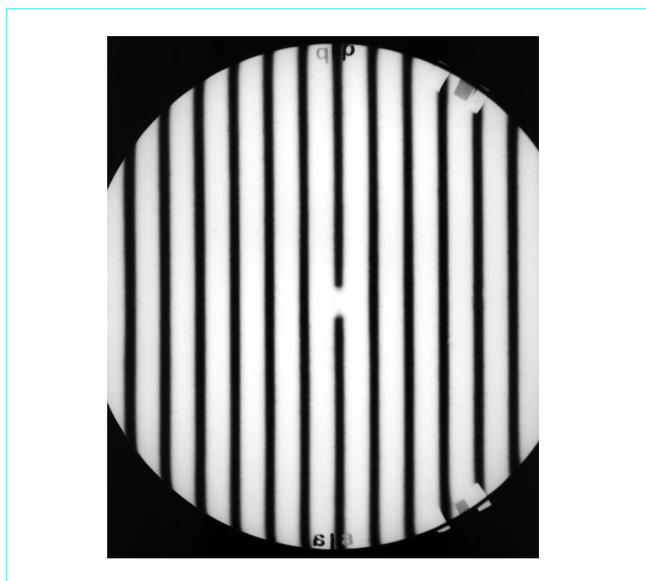
### 7.1 Contrôles des surfaces optiques

Dans l'interféromètre de Fizeau on peut comparer un calibre plan à un plan de référence que nous supposerons parfait. Pour une observation visuelle on formera des franges rectilignes et équidistantes du coin d'air que l'on photographie. On vérifie ensuite la rectitude des franges dont les écarts à une droite donnent le défaut de rectitude du plan le long d'un diamètre. En combinant des mesures sur plusieurs lignes, on peut en déduire des défauts de planéité.

Le schéma de l'interféromètre utilisé à l'Institut d'optique est donné par la figure 23. Des précautions sont prises pour que l'espace entre les lames soit inférieur au dixième de millimètre, assurant la stabilité du montage et la localisation des franges sur les lames. La source est une lampe à mercure à basse pression dont on isole la radiation verte par un filtre. La longueur d'onde est égale à 546 nm. Le pas des franges sur un agrandissement photographique au format  $18 \times 24 \text{ cm}^2$  est égal à 10 mm et les défauts de rectitude des franges sont mesurés au dixième de millimètre près. La sensibilité est donc de 1/100 interfrange sur la différence de marche, donc de 1/200 longueur d'onde sur la rectitude du plan étudié. Le diaphragme placé devant l'objectif de l'appareil photographique limite la variation d'incidence des rayons sur les lames pour que les variations correspondantes de différence de marche n'excèdent pas le centième d'interfrange. La figure 24 présente un interférogramme obtenu sur des plans de bonne qualité et le profil que l'on en déduit sur un diamètre. La capacité du montage est 300 mm en diamètre, mais les étalons n'ont que 150 mm de diamètre, ce qui nécessite des mesures avec report de l'étalon et dégrade la précision des relevés.

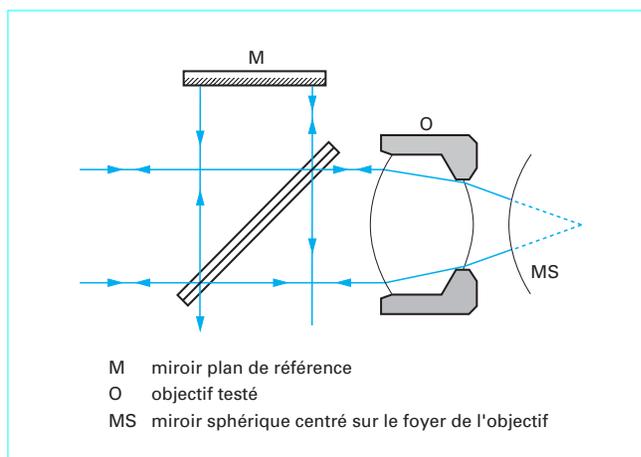


**Figure 23 – Interféromètre de Fizeau pour le contrôle des plans optiques (Institut d'optique théorique et appliquée)**



**Figure 24 – Franges données à l'interféromètre de Fizeau par deux étalons de planéité de l'Institut d'Optique. Les défauts de planéité, de l'ordre du centième d'interfrange, ne sont décelables que par une analyse fine du réseau de franges**

Dans des instruments commerciaux, une technique plus impersonnelle permet de traiter en temps presque réel les données de l'interféromètre : le décalage de phase (*phase shifting*) consiste à enregistrer plusieurs images (de 4 à 8, voire 16 ou plus) en faisant subir au miroir de référence des translations d'égales amplitudes. Un algorithme permet alors de mesurer les écarts de phase par



**Figure 25 – Interféromètre de Twyman-Green pour le contrôle de surfaces d'onde**

rapport à un système de franges parfaitement rectilignes et équidistantes et d'en déduire les écarts par rapport au plan de référence. Ces écarts sont traduits en courbes de niveaux ou en fausses couleurs. Le coût de ces équipements est fortement grevé par l'informatique nécessaire à leur fonctionnement, mais leur principal défaut vient du montage optique qui, utilisant des systèmes piézo-électriques plus ou moins complexes pour effectuer les translations, ne garantit ni l'exactitude des déplacements, ni la stabilité des interférences, ni la localisation des franges à la précision du montage décrit ci-dessus.

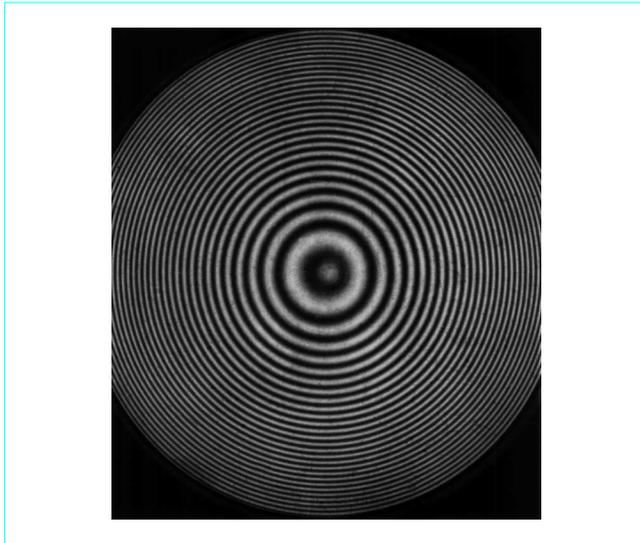
Avec une précision moins bonne, on peut aussi contrôler des surfaces sphériques, des objectifs, ou bien d'autres composants optiques grâce à l'interféromètre de Twyman-Green (figure 25). C'est un interféromètre de Michelson dans lequel un des miroirs plans est remplacé par un ensemble afocal. Cet ensemble est généralement constitué d'un objectif et d'un miroir sphérique. Une onde plane incidente est focalisée par l'objectif au centre du miroir sphérique et revient sous forme d'onde plane à la sortie de l'objectif. Si l'ensemble est optiquement parfait, on observe des franges d'interférence entre ondes planes : une teinte plate ou des franges rectilignes équidistantes selon le réglage de l'interféromètre. Si l'objectif est entaché d'aberrations, celles-ci déforment l'onde après son double passage (les aberrations telles que l'aberration sphérique ou l'astigmatisme sont doublées par le montage) et la déformation des franges donne accès à la déformation des surfaces d'onde.

## 7.2 Mesure des grands rayons de courbure

Sur un montage issu de l'expérience de Newton, on observe les franges en anneaux donnés entre un plan optique et une sphère de grand rayon de courbure (plusieurs dizaines de mètres sur des diamètres pouvant aller jusqu'à 150 mm). Sur le montage, un microscope équipé d'un système de translation permet de pointer les anneaux successifs. Du diamètre  $D_k$  de ces anneaux on déduit un rayon de courbure  $R$  de la surface testée d'après la relation :

$$R = (D_k^2 - D_1^2) / (8k\lambda)$$

La figure 26 montre la photographie des anneaux observés avec un rayon de courbure de 370 m sur un diamètre de 150 mm. Le rayon  $R$  est mesuré avec une incertitude égale à 10 m correspondant à un peu plus de 0,5 interfrange.



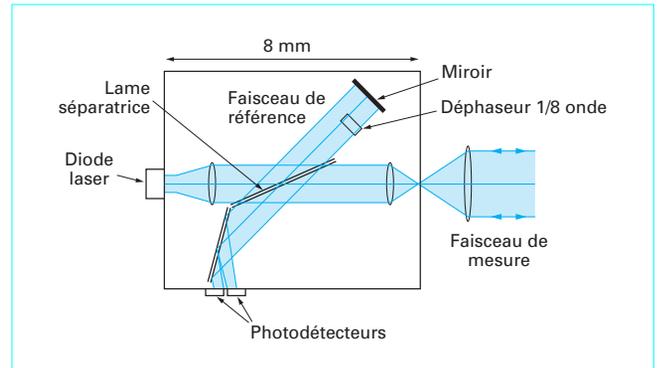
**Figure 26 – Anneaux de Newton observés à l'interféromètre de Fizeau entre un dioptre de 150 mm de diamètre et 370 m de rayon de courbure et un plan de référence. L'incertitude sur la mesure du rayon de courbure est  $\pm 10$  m à deux écarts types estimés**  
(document Institut d'optique)

### 7.3 Mesure des déplacements par comptage de franges

Dans les ateliers de mécanique, sur les machines à mesurer mais aussi sur certaines machines-outils, le déplacement de l'outil ou de la pièce étudiée est mesuré par comptage de franges sur un interféromètre de type Michelson éclairé par un laser stabilisé en fréquence. Le traitement des données permet d'interpoler à l'intérieur d'une frange et d'afficher le centième de micromètre. Sur des déplacements de plusieurs centimètres, le centième de micromètre n'a de sens que si la température est suffisamment connue, et l'indice de l'air doit être pris en compte pour le calcul de la longueur d'onde. Les instruments commerciaux sont en général équipés de stations météorologiques captant la température et la pression, parfois le degré hygrométrique, et en déduisent l'indice de l'air par des formules établies par B. Edlén en 1966 et adoptées par la communauté internationale. De tels dispositifs peuvent fonctionner sur plusieurs dizaines de mètres.

Un laser stabilisé en fréquence envoie un faisceau collimaté sur un bloc séparateur comportant le bras de référence. Le miroir de renvoi est remplacé par un coin de cube ou trièdre trirectangle qui renvoie un faisceau symétriquement par rapport à son sommet. Dans l'autre bras de l'interféromètre, un coin de cube analogue renvoie le faisceau laser parallèlement à lui-même, indépendamment des défauts de lacet et de tangage du mobile auquel il est associé. Le comptage des franges est réversible, ce qui veut dire que si, au cours du déplacement, un retour est effectué, les franges défilant sont alors décomptées. Cela nécessite une information supplémentaire sur le sens de défilement des franges qui exploite les signaux de deux canaux dans l'interféromètre décalés d'un quart d'interfrange. Ce déphasage est obtenu généralement en lumière polarisée avec une lame  $\lambda/8$  traversée deux fois. À un interféromètre de type Michelson classique est donc adjoint un interféromètre à polarisation qui permet d'introduire simplement ce déphasage de  $\lambda/4$ .

L'Institut d'optique mesure avec cet équipement les distances focales jusqu'à 500 mm avec une incertitude pouvant descendre jusqu'à  $1,4 \mu\text{m}$ . Les distances focales jusqu'à 6 m sont mesurées



**Figure 27 – Interféromètre intégré sur silicium, portée 250 mm, résolution  $0,01 \mu\text{m}$**  (d'après document Compagnie des senseurs optiques)

sur un banc dont les règles sont étalonnées grâce au système laser avec une incertitude négligeable devant celle du pointé des foyers.

Le Laboratoire national d'essais est équipé d'un banc de trois mètres pour étalonner par interférométrie les règles à traits. C'est un microscope photoélectrique qui lit le passage des traits de la règle. Pour corriger le lacet et le tangage du chariot qui supporte le microscope, trois faisceaux laser sondent trois coins de cubes solidaires du microscope. De la lecture des trois déplacements lus sur les trois interféromètres on calcule le déplacement réel du point de visée du microscope, point où l'on ne peut pas mettre un coin de cube. Grâce aux excellentes conditions thermiques d'un laboratoire en sous-sol profond, l'incertitude de l'étalonnage obtenu sur des règles de bonne qualité est de l'ordre de  $0,25 \mu\text{m}$  par mètre.

Le centre d'étalonnage des rubans géodésiques à l'École des mines de Douai est équipé d'un banc de 25 m avec microscope photoélectrique pour le pointé automatique des traits sur ruban géodésique, garantissant une incertitude inférieure à  $15 \mu\text{m} + 0,5 \mu\text{m/m}$ .

Une des difficultés à surmonter dans l'utilisation de ces interféromètres est le parallélisme entre la translation mesurée et le faisceau laser dans l'interféromètre. On fait habituellement ce réglage en vérifiant que le faisceau réfléchi par le coin de cube mobile reste stable au cours de la translation, mais ce réglage n'est pas sensible pour les translations d'amplitude inférieure à 1 m et le faisceau de retour après trajet sur plusieurs mètres est fortement élargi. Une technique astucieuse est exploitée à l'Institut d'optique qui permet de vérifier ce parallélisme en plaçant à l'entrée de l'interféromètre un diffuseur partiel. On observe simultanément la trace du faisceau de retour et les anneaux à l'infini de l'interféromètre : si ce faisceau est centré sur les anneaux, la translation est parallèle au faisceau laser. La sensibilité est moins d'un interfrange sur la différence de marche maximale, soit de l'ordre de  $0,1 \mu\text{m/m}$  en déplacement.

Des versions modernes de ces interféromètres sont réalisées en optique intégrée sur une pastille de silicium de 8 mm de côté (figure 27). Le faisceau laser est injecté sur un guide planaire (silice sur silicium) qui le conduit à un bloc séparateur. Un des faisceaux va dans un bras fixe équipé d'un miroir et d'un déphaseur  $\lambda/8$  sur la moitié de sa largeur, l'autre faisceau émerge de l'interféromètre pour se propager librement dans le bras mobile de l'interféromètre, où une lentille de collimation et un coin de cube renvoient ce faisceau sur lui-même. Après mélange sur le bloc séparateur, les deux faisceaux vont interférer sur deux détecteurs solidaires de la pastille de silicium enregistrant les deux interférogrammes déphasés de  $\lambda/4$ . Cette fabrication réduit considérablement le coût de la partie optique de l'interféromètre, au prix d'une qualité amoindrie du faisceau dans le bras mobile qui limite l'amplitude des translations à moins de 1 m.

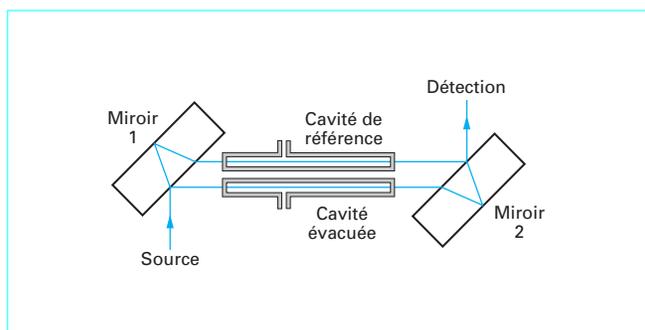


Figure 28 – Interféromètre de Jamin appliqué à la mesure de l'indice de réfraction des gaz

## 7.4 Mesure de l'indice de réfraction des gaz

Les premiers interféromètres à faisceaux séparés ont été utilisés pour une mesure particulièrement difficile : celle de l'indice de réfraction des gaz. Cet indice est très proche de l'unité ( $1 + 2,9 \cdot 10^{-4}$  environ pour l'air dans les conditions normales), ce qui signifie que la propagation des ondes électromagnétiques dans les gaz transparents est très peu modifiée. Il n'est pas question de mesurer ce faible ralentissement par les techniques goniométriques habituelles.

Dans un interféromètre symétrique à faisceaux séparés, on introduit deux cuves aussi identiques que possible : même longueur, même épaisseur des parois. La différence de marche est nulle. Si l'on fait le vide dans l'une des cuves de longueur  $L$ , un chemin optique  $nL$ , où  $n$  est l'indice de l'air dans les conditions de l'expérience, est remplacé par un chemin optique  $L$ . La variation de chemin optique observée est donc égale à  $(n-1)L$ . L'avantage de cette technique est que la quantité mesurée est directement l'écart à l'unité  $n-1$ . On n'est donc pas gêné au premier ordre par l'incertitude sur  $L$  qui est multipliée par  $(n-1)$ .

Avec des cuves de 30 cm de longueur, la variation de chemin optique est égale à une centaine de longueurs d'onde. Mesurée avec une incertitude de un centième d'interfrange, cette mesure permet de connaître l'indice  $n$  à quelque  $10^{-8}$  près. La principale difficulté provient des variations thermiques induites par les opérations de vidage et de remplissage de la cuve. Les mesures doivent être suffisamment lentes pour rester isothermes et suffisamment rapides pour éviter les dérives mécaniques et thermiques. Cette mesure fut l'une des principales applications de l'interféromètre de Jamin (figure 28).

Une élégante technique a été récemment mise au point à l'Institut national de métrologie, qui permet de faire cette mesure avec une bien meilleure exactitude. L'interféromètre est de type Fabry-Perot (figure 29), ce qui multiplie le chemin optique utile par le facteur de finesse de la cavité. Le défilement des franges est remplacé par une mesure de battement de fréquence entre deux lasers : l'un est un laser de référence stabilisé sur une transition atomique ou moléculaire, dont la fréquence est connue avec une incertitude relative de l'ordre de  $10^{-10}$ , l'autre est un laser asservi sur un ordre de la cavité évacuée. La fréquence de ce laser est égale à  $kc/(2nL)$  où  $k$  est l'ordre de la cavité,  $L$  sa longueur et  $n$  l'indice du gaz. La variation de fréquence de ce laser, mesurée avec une grande exactitude par la variation de sa fréquence de battement avec le laser de référence, donne la variation de l'indice  $n$  avec une incertitude qui ne dépend pratiquement que de l'incertitude sur  $L$ . Celle-ci est réduite à quelque  $10^{-9}$  en valeur relative par des mesures interférométriques.

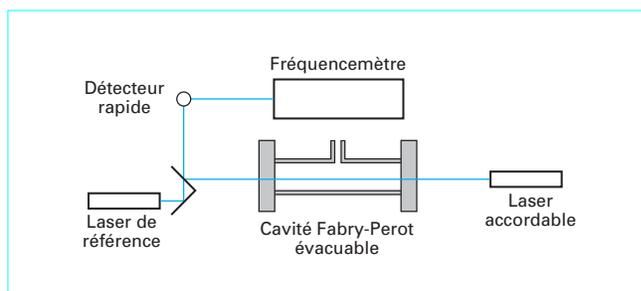


Figure 29 – Réfractomètre interférentiel pour la mesure de l'indice des gaz (d'après document Institut national de métrologie)

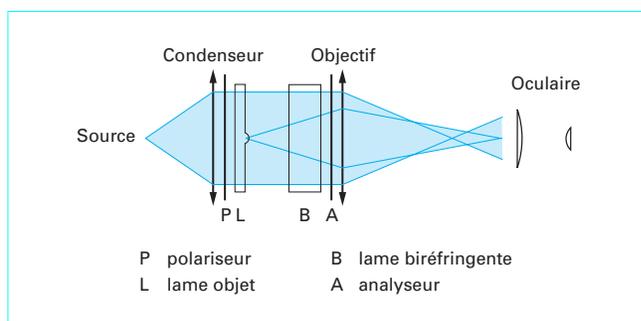


Figure 30 – Interféromètre à polarisation pour l'observation d'objets isotropes à faible contraste (d'après M. Françon)

## 7.5 Microscopes à polarisation

La principale application des interféromètres à polarisation est la microscopie. En effet, les objets microscopiques sont généralement de très faible épaisseur et, par conséquent, de très faible contraste. On améliore souvent ce contraste en utilisant des colorants chimiques, mais ceux-ci peuvent être incompatibles avec certains objets. Le contraste interférentiel peut devenir une solution incontournable. Le schéma général d'un système interférométrique en lumière polarisée pour observer un objet homogène et isotrope  $L$  est donné par la figure 30. L'interféromètre est constitué par le polariseur  $P$ , le système biréfringent  $B$  qui introduit un décalage latéral et une différence de chemin optique  $D$  entre onde ordinaire et onde extraordinaire et un analyseur  $A$  qui fait interférer ces deux ondes. Les autres composants sont les optiques constituant l'instrument permettant l'observation de l'objet  $L$ .

Suivant M. Françon, dont les nombreux travaux en microscopie concernent le contraste de phase et les interféromètres à polarisation, nous distinguerons les interféromètres à dédoublement total et les interféromètres différentiels.

### 7.5.1 Interféromètres à dédoublement total

Dans ceux-ci, un système interférométrique donne un dédoublement latéral grand devant les dimensions des objets observés sur une lame à faces parallèles homogène. Un plan d'onde incident se trouve ainsi dédoublé en deux plans d'onde, chacun étant localement déformé par l'objet de phase dont les dimensions sont plus petites que le dédoublement (figure 31). En ajustant la différence de marche du système biréfringent à  $0,565 \mu\text{m}$  et en croisant polariseur et analyseur, on observe sur un objet isotrope et homogène la teinte sensible pourpre. Cette teinte basculera avec une grande

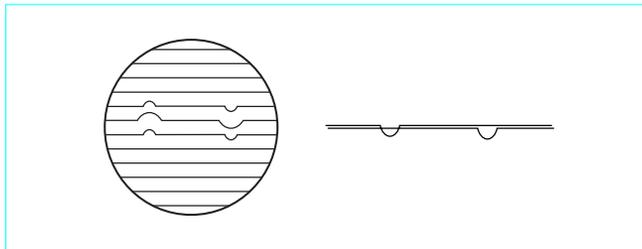


Figure 31 – Images d'un objet en interférométrie à dédoublement total (d'après M. Françon)

sensibilité vers le bleu ou vers le rouge suivant que le défaut augmente ou diminue le chemin optique. Pour plus de clarté, la figure 31 représente une déformation plus importante de l'ordre d'une demi-longueur d'onde sur des franges de coin d'air. Les déformations des franges sont symétriques sur les deux images du défaut données par l'onde ordinaire et l'onde extraordinaire.

### 7.5.2 Interféromètres différentiels

Considérons maintenant le cas d'un dédoublement petit par rapport au défaut observé. Le profil des surfaces d'onde est maintenant celui de la figure 32 où l'on voit que la différence de marche localement observée est proportionnelle à la pente de la surface d'onde déformée. Travaillant toujours autour d'une teinte sensible, les défauts des objets transparents apparaîtront dans un système de fausses couleurs beaucoup plus sensible que le contraste de phase ou tout autre dispositif d'observation visuelle.

## 7.6 Détection hétérodyne

Pour que deux ondes lumineuses soient cohérentes, il faut qu'elles soient issues de la même source. Les lasers ont cependant bouleversé le domaine de l'optique en apportant des flux considérables (du milliwatt à plusieurs watts en éclairage continu, beaucoup plus en impulsions) dans des conditions de cohérence parfaite. Deux lasers stabilisés en fréquence sur des fréquences voisines peuvent donner lieu à un phénomène de battement que l'on assimile à un phénomène d'interférence dans lequel la phase est une fonction linéaire du temps, tout chemin optique restant figé. Une application très importante, bien qu'elle ne soit pas souvent assimilée aux applications des interférences, est la détection hétérodyne.

La détection des flux lumineux dans les meilleurs cas est limitée en rapport signal sur bruit par le bruit de photons. C'est le comptage de particules de lumière, les photons, arrivant aléatoirement sur un détecteur, qui détermine ces fluctuations statistiques responsables de la dégradation du rapport signal sur bruit lorsque le nombre de photons détectés devient petit.

Mais il existe tout un domaine spectral, vers l'infrarouge, et même dans le domaine visible, où ce bruit de photons pour des flux faibles est masqué par les bruits propres du détecteur. La détection hétérodyne permet d'améliorer une telle situation.

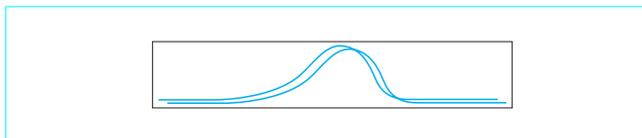


Figure 32 – Interférométrie différentielle

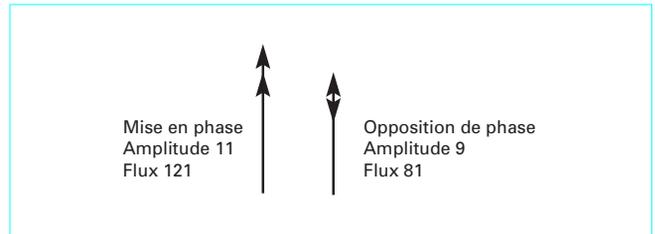


Figure 33 – Détection hétérodyne avec les amplitudes 1 et 10 (flux 1 et 100 conduisant à une modulation crête à crête des intensités égale à 40)

Soit une onde lumineuse monochromatique issue d'un laser ; son amplitude est prise comme unité. Son intensité est donc aussi unitaire. Le flux unité est masqué par le bruit du détecteur. Si nous faisons tomber simultanément sur le même détecteur un flux de fréquence très voisine (quelques dizaines de kHz à quelques centaines de MHz d'écart), une amplitude cent fois plus forte donnant un flux dix mille fois plus fort, les battements donneront à la fréquence de quelques dizaines de kHz ou de quelques centaines de MHz alternativement des interférences constructives et destructives entre ces deux ondes. L'intensité résultante sera modulée entre  $99^2 = 9\ 801$  et  $101^2 = 10\ 201$ , soit sur une amplitude crête à crête égale à 400 unités d'intensité. Si l'on admet que le flux 10 000 est parfaitement stable, le rapport signal sur bruit peut n'être limité pratiquement que par le bruit de photons du flux unité. Ce résultat est obtenu par une multiplication du flux unité et de son bruit de photons par un facteur qui ne dépend que de l'intensité du flux de référence.

La figure 33 illustre ce mécanisme avec les valeurs 1 et 10 des amplitudes dont résultent les valeurs 81 et 121 des intensités.

La détection hétérodyne est soumise à toutes les difficultés de l'interférométrie : les deux ondes qui interfèrent doivent avoir la même géométrie et être parfaitement superposées en amplitude et en phase. Mais lorsque cette technique est applicable, elle permet de travailler avec des flux qui seraient parfaitement indétectables par les procédés classiques. C'est une technique employée notamment dans l'exploitation des lidars, radars lasers qui permettent de détecter dans l'atmosphère des substances absorbantes ou diffusantes.

## 7.7 Interférométrie astronomique

Fizeau fut le premier à appliquer l'interférométrie à l'astronomie. Plaçant deux ouvertures rectangulaires sur l'objectif d'une lunette astronomique (figure 34a), il constata que la visibilité des franges était amoindrie pour des étoiles dont le diamètre apparent, non résolu par la lunette, faisait perdre en cohérence spatiale pour ce dispositif à franges d'Young. Michelson prolongea ces travaux en plaçant des pupilles extérieures au miroir d'un télescope, augmentant ainsi la résolution spatiale du montage (figure 34b). Depuis, de nombreux dispositifs interférométriques ont mesuré les diamètres apparents de nombreuses étoiles proches et décelé des étoiles doubles non résolues par l'imagerie.

Des projets plus ambitieux sont en cours de réalisation, en particulier avec le Very Large Telescope européen du Chili. Les quatre miroirs de 8 m de diamètre sont en place, et il est prévu de les faire travailler en phase avec quelques petits miroirs supplémentaires pour synthétiser une ouverture de 100 à 120 m de large et atteindre ainsi des limites de résolution spatiale plus fines que celles atteintes sur les télescopes isolés, au sol ou dans l'espace. Pour travailler dans ces conditions, il faut d'abord compenser les variations des surfaces d'onde liées à la turbulence atmosphérique en agissant par des systèmes rapides sur la forme de ces grands miroirs souples.

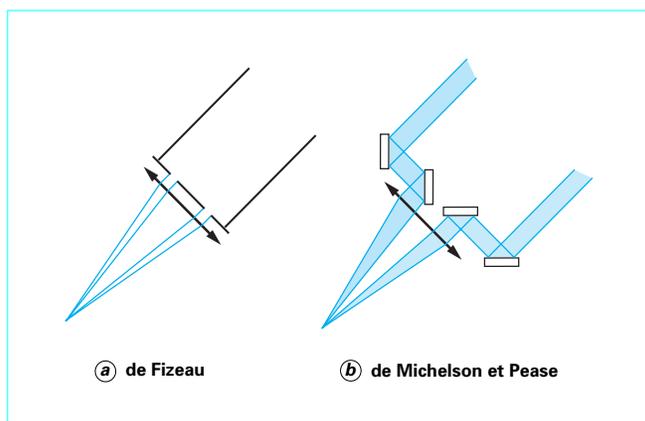


Figure 34 – Montages interférométriques astronomiques

## 7.8 À la recherche des planètes

Le problème difficile dans l'observation de planètes au voisinage d'étoiles proches ne vient pas de la résolution spatiale des miroirs de télescopes, largement suffisante, mais du rapport entre le flux émis par l'étoile et le flux diffusé par la planète. Une planète comme Jupiter diffuse un flux un million de fois inférieur à celui du Soleil. Le télescope est donc ébloui par l'étoile et ne peut déceler la lumière diffusée par la planète. Plusieurs projets audacieux envisagent d'envoyer dans l'espace des miroirs de télescope et de mélanger leurs flux pour former des franges d'interférence. En plaçant une frange noire sur l'étoile, on peut espérer voir le faible flux diffusé par la planète si celle-ci se situe au contraire sur une frange brillante.

La difficulté d'une telle expérience, outre le fait qu'il faut ajuster des miroirs de quelques mètres de diamètre à quelques nanomètres près pour former une interférence parfaitement destructive, est d'équilibrer les flux transmis par les deux miroirs et d'éliminer les dissymétries des surfaces d'onde liées aux défauts de surface des miroirs. L'un de ces projets est le projet Darwin de l'ESA (European Space Agency), qui entre en compétition, mais pourrait bien fusionner, avec des projets analogues américains.

L'enjeu d'un tel projet est colossal : c'est la recherche de vie sur des planètes dont les astronomes font la découverte régulièrement depuis quelques années.

## 7.9 À la recherche des ondes gravitationnelles

C'est enfin dans un projet plus terre à terre que l'interférométrie risque de bouleverser une fois de plus nos connaissances de l'univers. Dans sa théorie de la relativité généralisée, Albert Einstein avait prédit l'existence d'ondes de gravitation se propageant à la vitesse de la lumière. Des masses considérables doivent être soumises à des accélérations dignes des plus violents cataclysmes pour qu'un signal puisse être décelé à grande distance. Les supernovae, ces étoiles qui explosent subitement en dispersant leur matière seraient faciles à détecter dans la Galaxie, malheureusement ou heureusement, cet événement est très rare. Dans les galaxies voisines, on peut en observer de temps à autre, mais leur signal est déjà très faible, se traduisant sur Terre par une variation géométrique locale de l'ordre du millième de milliardième de milliardième ( $10^{-21}$ ). De nombreuses expériences ont été montées

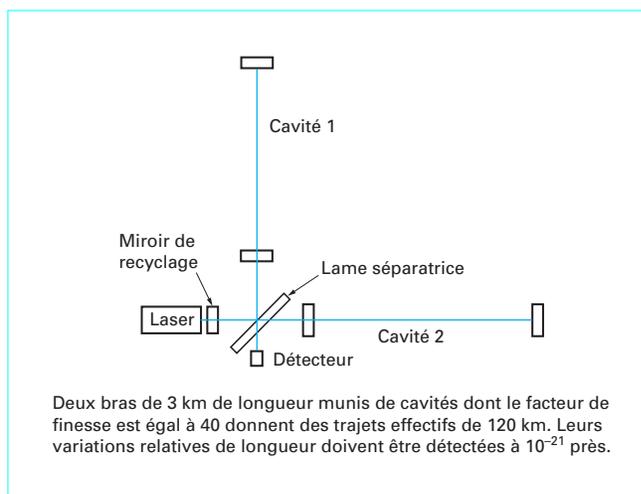


Figure 35 – Interféromètre franco-italien Virgo pour la détection des ondes gravitationnelles

pour détecter ces ondes, avec de fortes masses refroidies munies de capteurs extrêmement sensibles. Non seulement rien n'a été détecté, mais encore quelques théoriciens ont montré que la limite quantique interdisait cette approche.

Une équipe franco-italienne et d'autres, notamment aux États-Unis et au Japon, tentent une nouvelle approche par l'interférométrie. Sans entrer dans les détails de ces expériences historiques, dignes de celle de Michelson et Morley au siècle dernier, il est bon de connaître quelques ordres de grandeur pour prendre conscience de ce qui est possible lorsque l'on veut s'en donner les moyens. Le projet franco-italien est connu sous le nom de Virgo (figure 35), nom de l'amas de galaxies auquel appartient notre propre Galaxie. Virgo est un interféromètre de Michelson à deux bras perpendiculaires de 3 km de longueur, en cours de construction dans la banlieue de Pise, en Toscane. Dans chacun de ces bras, des cavités de type Fabry-Perot replient les faisceaux avec une finesse de 40, ce qui donne une longueur de bras équivalente de 120 km. La lumière se propage dans des tubes de 1,2 m de diamètre où règne le meilleur vide que l'on sache maintenir. Chaque pièce optique, pour laquelle on a atteint ce que l'on sait faire de mieux en matière de qualité optique (homogénéité, absence de diffusion et d'absorption au niveau de quelque  $10^{-6}$ ), est tenue par un dispositif mécanique complexe isolant parfaitement la pièce des vibrations du sol dans un domaine de fréquence allant de 10 Hz à 6 kHz. Ces dispositifs sont des tours de 10 m de hauteur munies d'une série de 7 systèmes en cascade de suspension souple amortie.

L'interféromètre est éclairé par un laser de forte puissance (une vingtaine de watts) stabilisé en puissance et en fréquence par les techniques les plus évoluées. C'est un laser pilote de faible puissance qui détermine la fréquence d'oscillation dans le proche infrarouge (longueur d'onde 1,04  $\mu\text{m}$ , variations relatives de fréquence  $3 \cdot 10^{-17} \cdot \text{Hz}^{-1/2}$ ). La lumière de ce laser pilote le laser de puissance qui injecte un faisceau de 20 W parfaitement stabilisé en intensité, en fréquence et en géométrie. La différence de marche est pratiquement nulle et asservie sur un état d'interférence destructif. Seuls les défauts des surfaces d'onde dans les deux bras de l'interféromètre sont responsables d'un flux minimal transmis. Dans cette configuration, les 20 W incidents retournent vers la source. On place à l'entrée de l'interféromètre un miroir dit de recyclage qui renvoie cette lumière dans l'interféromètre, provoquant une résonance de l'ensemble des cavités et gagnant un facteur de

quelques dizaines dans le flux interne poussé à quelques kilowatts à l'intérieur des cavités Fabry-Perot. Dans ces conditions le flux résiduel émergent de la frange noire est de l'ordre du watt.

Une onde gravitationnelle en provenance d'une galaxie voisine sera polarisée. Si la direction de sa polarisation n'est pas à  $45^\circ$  des bras de l'interféromètre, elle aura un effet différent sur les deux bras et la différence de marche optique sera déséquilibrée. C'est la détection des fluctuations de la frange noire à la sortie de l'interféromètre qui sera la signature d'une perturbation transmise par les ondes gravitationnelles. La cohérence des signaux reçus par plusieurs antennes de ce type permettra d'exploiter les informations en provenance de l'univers, et devrait donner accès à des lieux cachés tels que le centre de notre propre Galaxie.

Si les prévisions des scientifiques se concrétisent, l'antenne Virgo devrait déceler des variations de différence de marche de quelques attomètres ( $1 \text{ am} = 10^{-18} \text{ m}$ ) sur 3 km, soit  $10^{-21}$  en valeur relative. Jamais mesure en physique n'a atteint une telle sensibilité. Même si les ondes gravitationnelles ne se révèlent pas dans ces expériences, il est improbable que rien de nouveau n'apparaisse dans les innombrables enregistrements qui seront obtenus. La sensibilité attendue correspond à un déplacement de moins de l'épaisseur d'un noyau atomique sur une distance de plusieurs kilomètres. L'une des limites à cette sensibilité est l'agitation thermique des atomes et des molécules constituant les matériaux.

## 8. Conclusion

La lumière est donc un outil extrêmement puissant pour contrôler les formes et les déplacements. Sa très grande vitesse de propagation et la sensibilité de l'œil ou des détecteurs photoélectriques modernes en font un outil absolument non destructif pour étudier les surfaces les plus fragiles. Malgré cette grande vitesse, les fréquences élevées des radiations lumineuses offrent des longueurs d'onde inférieures au micromètre qui permettent une excellente résolution spatiale. De l'ordre de la longueur d'onde en imagerie latérale, la résolution spatiale peut devenir 100 à 1 000 fois meilleure grâce à l'interférométrie qui permet d'interpoler à l'intérieur d'une frange.

Les performances de l'interférométrie seront toutefois toujours limitées par celles du faisceau de référence. C'est la qualité optique du miroir de référence qui sera la limite dans un interféromètre de Fizeau, de Twyman-Green ou dans un interféromètre de Michelson. C'est la stabilité du bras de référence qui peut être une limite dans la mesure des déplacements par comptage de frange.

L'interférométrie, qui a longtemps été restreinte aux laboratoires spécialisés, s'est développée grâce aux lasers et se trouve aujourd'hui exploitée dans beaucoup de dispositifs industriels et commerciaux.