

TP 1

L'interféromètre de Michelson

- Objectifs** A l'issue de cette séance de TP, vous serez capables de :
- aligner l'interféromètre de Michelson en moins de 15 min
 - étudier les cohérences spatiale et temporelle d'une source lumineuse
 - mesurer l'intervalle spectral d'un doublet

Sommaire

1	Introduction	2
2	Description théorique (rappels)	4
2.1	Schéma simplifié	4
2.2	Interférences pour une source ponctuelle et monochromatique	5
2.3	Cohérences temporelle et spatiale	6
2.4	Étude des franges avec une source étendue	10
3	Réglages de l'interféromètre	12
3.1	Schéma descriptif	12
3.2	Réglages du Michelson	13
4	Études à réaliser	17
4.1	Anneaux d'égalé inclinaison - Cohérence temporelle de la source	17
4.2	Franges d'égalé épaisseur - Cohérence spatiale de la source	18
4.3	Mesure d'un intervalle spectral	19
4.4	Franges en lumière blanche	21
4.5	Cohérence spatiale et temporelle : cas de bras dissymétriques	22

1 Introduction

Pour la petite histoire...

L'interféromètre de Michelson est un interféromètre à deux ondes produisant deux répliques identiques d'un même faisceau incident (division d'amplitude) et qui permet de nombreuses configurations intéressantes. Albert Michelson fit en 1887 avec Edouard Morley une expérience restée célèbre en faisant tourner un interféromètre de ce type monté sur une dalle de grès flottant dans un bain de mercure. L'objectif était de démontrer la présence d'un « éther », une sorte de matière présumée qui devait servir de support à la propagation des ondes lumineuses, de la même manière que l'air est nécessaire à la propagation des ondes sonores. L'interféromètre créé devait permettre de détecter un infime changement de la vitesse de la lumière, dû à la composition de la vitesse de la lumière et de la vitesse de la Terre, sur laquelle avait lieu la mesure. La stabilité de la position de la frange centrale en lumière blanche vérifiée expérimentalement à quelques centièmes de frange près sur des trajets optiques de 10 m de longueur plongea les auteurs et toute la communauté des physiciens dans la perplexité. L'éther n'existait pas. Un doute fut ainsi introduit dans l'édifice de la physique classique pourtant aurolé de tant de succès au XIXe siècle. Cette expérience négative qui montre que la vitesse de la lumière ne dépend pas du référentiel de mesure est à l'origine de la théorie de la relativité, établie quelques années plus tard par Albert Einstein.

En 1892, A. Michelson vient construire à Sèvres un interféromètre spécifique pour comparer la longueur d'onde de la radiation rouge d'une lampe à cadmium au Prototype International du mètre, en platine iridié ($\text{Pt}_{0,9}\text{Ir}_{0,1}$). Cette mesure reprise par Charles Fabry (plus tard premier directeur de l'Institut d'Optique !) au Conservatoire des Arts et Métiers conduira d'abord à la définition de l'Ångström, puis en 1960 à la première définition atomique du mètre fondée sur la longueur d'onde dans le vide de la radiation orangée du krypton 86, et enfin à sa définition actuelle, fondée sur la vitesse de la lumière dans le vide et l'étalon de temps, qui date d'octobre 1983. Albert Michelson a reçu le prix Nobel de physique en 1907¹.

On étudiera dans cette manipulation deux types de franges : les franges d'égalé inclinaison en configuration lame d'air les franges d'égalé épaisseur en configuration coin d'air. Deux aspects de la cohérence de la lumière seront également étudiés : la cohérence temporelle ou finesse spectrale de la source, et la cohérence spatiale liée à son extension spatiale.

1. "for his optical precision instruments and the spectroscopic and metrological investigations carried out with their aid", http://nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1907/

Déroulement du TP

Le TP se déroule sur 2 séances de 4 h 30. Le sujet est séparé en trois parties :

- une partie théorique, qu'il est demandé de traiter **avant la première séance** et qui sera relevée par l'enseignant au début de la seconde (1 copie-double maximum).
- une partie de réglages, à effectuer au moins au début de chaque séance.
- une partie expérimentale, comprenant plusieurs études à répartir sur les deux séances.

Un seul compte-rendu rassemblera l'ensemble de vos résultats et de vos remarques. Ce compte-rendu doit avoir l'esprit d'un rapport scientifique fait par un ingénieur et répondant aux problématiques qui lui sont posées (avec introduction, conclusion, etc...). Répondez bien à toutes les questions du sujet, si possible en faisant référence à leur numéro, sans pour autant présenter votre compte-rendu comme une simple succession de réponses : vous prendrez soin d'analyser et d'interpréter le plus clairement possible vos observations, en faisant part des difficultés rencontrées le cas échéant. Il est également demandé de ne pas recopier ou paraphraser des paragraphes entiers du sujet (notamment la procédure de réglages) : si besoin, donnez-en simplement les grandes lignes en faisant référence au texte.

Tous les résultats expérimentaux doivent bien-sûr être donnés avec leur incertitude. Aidez-vous du complément en début de photocopié pour présenter correctement vos résultats : chiffres significatifs, propagation d'incertitudes dans les formules, mesures de répétabilité, intervalle de confiance, etc... Vous en aurez besoin tout au long du TP.

En cas de doute, n'hésitez pas à solliciter l'enseignant.

2 Description théorique (rappels)

Cette partie reprend des résultats vus en cours et en TD d'optique physique. On ne vous demande donc **pas de longues démonstrations** mais un juste un **rappel succinct** des propriétés essentielles.

2.1 Schéma simplifié

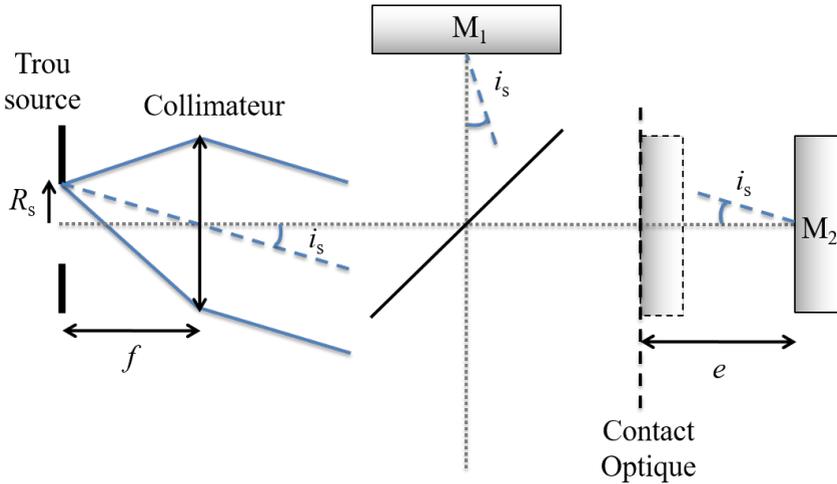


FIGURE 1 – Principe de l'interféromètre de Michelson

La figure 1 représente schématiquement le montage expérimental du Michelson éclairé en lumière collimatée. Une source lumineuse, a priori quelconque et non représentée sur le schéma, éclaire un trou-source de rayon R_s , lui-même centré au foyer d'un collimateur. Chaque point du trou-source génère un faisceau de lumière parallèle, dont l'angle d'incidence dépend de sa position : incidence nulle $i = 0$ pour le point central ($r = 0$), et incidence maximale i_s pour un point au bord du trou-source ($r = R_s$). Une lame semi-réfléchissante (la séparatrice) divise la lumière incidente en deux faisceaux distincts, puis les recombine après réflexion sur M_1 pour l'un et M_2 pour l'autre (pour simplifier, l'interféromètre est représenté avec une incidence normale sur des miroirs parfaitement perpendiculaires à l'axe optique).

Dans le cas général, cet interféromètre est équivalent à une lame d'air d'épaisseur moyenne e , avec un angle α entre les deux miroirs, l'incidence i des rayons variant entre 0 et i_s (cf. figure 2).

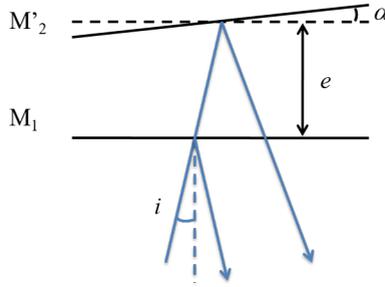


FIGURE 2 – lame d’air équivalente dans le cas où le faisceau à une incidence $i \neq 0$, i restant très petit devant 1.

2.2 Interférences pour une source ponctuelle et monochromatique

2.2.1 Expression générale

Nous allons d’abord étudier ce montage dans le cas idéal d’une source parfaitement ponctuelle et monochromatique.

Le Michelson est ainsi éclairé par un unique faisceau collimaté et parallèle à l’axe optique (source ponctuelle), à une longueur d’onde λ_0 parfaitement définie (source monochromatique). Pour tout point M en sortie de l’interféromètre et inclus dans la zone de recouvrement des deux faisceaux, il existe un unique couple de rayons $(SM)_1$ et $(SM)_2$, provenant tout deux du même point-source S , ayant chacun emprunté un bras différent de l’interféromètre et se recoupant en M . Les deux champs individuels E_1 et E_2 générés par ces deux rayons au point M peuvent s’écrire :

$$E_1 = \sqrt{I_1} e^{j\varphi_1} \text{ et } E_2 = \sqrt{I_2} e^{j\varphi_2} \quad (1.1)$$

où I_1 et I_2 sont les intensités transmises par le Michelson dans la direction d’observation et φ_1 et φ_2 correspondent aux déphasages accumulés sur chacun des 2 trajets. Si $\delta = (SM)_2 - (SM)_1$ correspond à la différence de marche, on rappelle que :

$$\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{2\pi}{\lambda} \delta \quad (1.2)$$

Dans le cas général, la différence de marche δ n’a pas d’expression analytique simple dans tout l’espace où les deux faisceaux se recouvrent. Elle est évaluée au cas par cas dans des plans d’observation particuliers (projection sur un écran à distance finie, observation à l’infini, etc...).

En introduisant l'ordre d'interférence $p = \delta/\lambda$, l'intensité totale ($I = |E|^2 = |E_1 + E_2|^2$) au point M s'exprime ainsi par :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\Delta\varphi) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2\pi p) \quad (1.3)$$

L'ordre d'interférence correspond à la différence de marche ramenée à la longueur d'onde : il a l'avantage de pouvoir déterminer directement l'état d'interférence par des nombres (1,2,...) plutôt que par des "nombres de longueur d'onde" ($\lambda, 2\lambda, \dots$). Cela est particulièrement utile lorsque plusieurs longueurs d'onde sont présentes au point M , car une même différence de marche δ ne donne pas les mêmes états d'interférence pour chacune d'elles.

2.2.2 Contraste des interférences

Un paramètre essentiel pour caractériser un système de franges d'interférence à deux ondes est le facteur de visibilité, ou contraste :

$$C = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.4)$$

Dans le cas présent d'une source ponctuelle et monochromatique, le contraste $C = C_{\text{coh}}$, dit contraste cohérent, ne dépend que de la balance en intensité I_1/I_2 entre les deux ondes interférant au point M .

P1 Rappeler l'expression de C_{coh} en fonction du rapport I_1/I_2 et montrer que l'on peut exprimer l'intensité totale sous la forme $I = I_0 [1 + C_{\text{coh}} \cos(2\pi p)]$.

P2 Calculer les intensités I_1 et I_2 en sortie du Michelson (en supposant une intensité incidente I_{in} commune), pour des facteurs de réflexion R de transmission T quelconques de la lame séparatrice. En déduire la valeur du contraste cohérent C_{coh} pour le Michelson.

P3 Un autre système de franges est observable "en réflexion", dans la direction de la source. Pour cette figure d'interférence, à quelle condition a-t-on $C_{\text{coh}} = 1$? Remarquer que s'il n'y a pas d'absorption ni de diffusion dans la séparatrice ($A = D = 0$), ce deuxième système est complémentaire du premier.

2.3 Cohérences temporelle et spatiale

2.3.1 Considérations générales

Si les interférences sont parfaitement contrastées dans le cas idéal d'une source ponctuelle et monochromatique, les choses se compliquent pour une source réelle.

En pratique, les sources lumineuses ont une certaine largeur naturelle en fréquence (cohérence temporelle) et une certaine extension spatiale (cohérence spatiale). Chaque fréquence et chaque point de l'étendue spatiale de la source créent leur propre système de franges. Tous ces systèmes sont incohérents entre eux car issus de sources spectralement et/ou spatialement distinctes : ils n'interfèrent donc pas entre eux et on en somme les intensités. Ainsi, en un même point M de la figure d'interférence se superposent une multitude d'ordres d'interférence p , a priori différents, de sorte que l'état d'interférence y est indéterminé. Plus précisément, lorsque l'étendue Δp des valeurs de p prises au point M se rapproche de l'unité ($\Delta p \simeq 1$), il y a globalement autant d'occurrences constructives que destructives, au point que le contraste de la figure d'interférence s'annule et que les franges disparaissent.

Dans ces conditions, on écrit habituellement le contraste sous la forme $C = C_{\text{coh}} \times V$, où la visibilité V des franges rend compte de la cohérence de la source. Pour obtenir une visibilité maximale, il faut donc s'assurer que l'ensemble des valeurs de p prises au point M reste confiné dans un intervalle $\Delta p \ll 1$.

P4 Rappeler (sans redémontrer) l'expression de V dans le cas où l'intensité au point M se répartit uniformément sur un intervalle de largeur Δp autour de l'ordre d'interférence moyen p_0 et nulle en dehors de cet intervalle :

$$\begin{cases} I = I_0 & \text{si } p \in \left[p_0 - \frac{\Delta p}{2}, p_0 + \frac{\Delta p}{2} \right] \\ I = 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (1.5)$$

P5 Vérifiez que la première annulation du contraste correspond à $\Delta p = 1$. Rappeler le critère qualitatif pour obtenir des interférences bien contrastées ($V > 0.9$).

Les parties suivantes traitent de la cohérence temporelle et spatiale indépendamment, en établissant la relation existant entre l'étendue des ordres d'interférence Δp et la largeur spectrale $\Delta \nu$ de la source ou bien son diamètre R_S (ou son ouverture angulaire i_S , cf. figure 1). Il faut bien remarquer que Δp dépend aussi du chemin optique δ , et donc de la lame d'air moyenne e générée par le Michelson. Dans les parties suivantes, on cherchera donc à déterminer l'épaisseur e à partir de laquelle $\Delta p = 1$, pour une source de largeur spectrale $\Delta \nu$, ou bien d'ouverture angulaire i_S .

2.3.2 Cohérence temporelle

On considère ici une source parfaitement ponctuelle mais possédant une étendue spectrale $\Delta\nu$ autour de sa fréquence centrale ν_0 . À noter qu'en un point M de la zone d'interférence, la différence de marche est identique pour toutes les fréquences du spectre : seul l'ordre d'interférence p varie au travers de λ .

P6 Déterminer l'extension des ordres d'interférence Δp générée par la largeur spectrale $\Delta\nu$ en fonction de la différence de marche δ . Exprimer également Δp en fonction de $\Delta\lambda$ et de la longueur d'onde centrale λ_0 .

P7 On suppose un profil de raie rectangulaire (intensité constante pour $\lambda \in [\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}, \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}]$ et nulle ailleurs). A l'aide de la question P4, retrouver l'expression de la longueur de cohérence L_C , définie comme la différence de marche correspondant à la première annulation du contraste V , en fonction de $\Delta\lambda$ et λ_0 . Exprimer L_C en fonction de la finesse de la source $N = \lambda_0/\Delta\lambda$.

La source étant ponctuelle, les rayons issus de la source ont une incidence normale sur les miroirs $i = 0$. On suppose de plus que l'angle α entre les miroirs est nul.

P8 Donner la relation entre l'épaisseur e et la différence de marche δ , et en déduire l'épaisseur e_C correspondant à la première annulation du contraste V , en fonction de λ_0 et N .

2.3.3 Cohérence spatiale - localisation des franges

L'étendue spatiale de la source est exclusivement responsable de la localisation des franges dans un interféromètre à division d'amplitude comme le Michelson.

Avec une **source ponctuelle**, pour tout point M dans la zone de recouvrement des faisceaux en sortie de l'interféromètre, il existe un unique couple de rayons $(\overline{S_0M})_1$ et $(\overline{S_0M})_2$ issu de l'unique point-source S_0 , empruntant chacun un bras de l'interféromètre et se recoupant en M (cf. figure 3). Dans ce cas, les franges sont observables dans tout l'espace où se superposent les faisceaux : on parle alors de **franges non-localisées**. Ceci reste valable pour toute source ponctuelle indépendamment de sa largeur spectrale, à condition bien-sûr que la différence de marche générée par le Michelson soit inférieure à la longueur de cohérence temporelle (autrement, on n'observe plus rien nulle part).

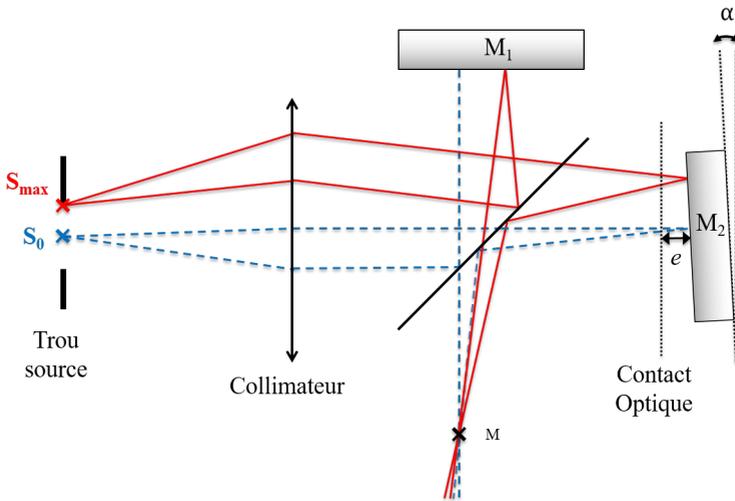


FIGURE 3 – Schéma des couples de rayons se croisant en un point M et issus de différents points-sources

Avec une **source spatialement étendue**, l'affirmation précédente reste vraie pour tous les points S_i constituant la source. Ainsi, pour tout point M de la zone d'interférence, il existe une multitude de couples de rayons $(\overline{S_i M})_1$ et $(\overline{S_i M})_2$, provenant chacun d'un point de la source S_i d'incidence i dans le Michelson et se recoupant en M (cf. figure 3 pour $i = 0$ et $i = i_S$). Comme la différence de marche δ dépend de l'incidence i (comme démontré dans la suite), l'étendue des ordres d'interférence Δp générée par l'ensemble des points-sources en un point M quelconque de l'espace devient rapidement de l'ordre de l'unité ($\Delta p \simeq 1$) même avec une source faiblement étendue, si bien que les franges sont généralement indiscernables.

Il existe cependant des régions précises de l'espace où les franges peuvent encore être observées avec une bonne visibilité, même avec une source relativement étendue : on parle alors de **franges localisées**. En ces lieux, on y trouve la plus faible disparité Δp entre les ordres d'interférence p en présence : c'est donc uniquement dans cette zone de localisation que l'on peut espérer observer des franges. Pour savoir où la trouver, il faut d'abord remarquer que pour un point M quelconque de l'espace, le couple de rayons $(\overline{S_i M})_1$ et $(\overline{S_i M})_2$ provenant d'un même point-source S_i n'emprunte généralement **pas le même rayon incident** (cf. figure 3).

P9 Rappeler le théorème de localisation des franges.

Dans la zone de localisation, il faut cependant rester prudent, car dire que Δp est minimum ne signifie pas que sa valeur est faible devant 1. Comme dit précédemment, l'étendue des ordres d'interférence Δp dépend aussi de la différence de marche δ donnée aux couples de rayons, et donc de l'épaisseur moyenne e de lame d'air générée par le Michelson. La partie suivante va permettre de déterminer, pour une source étendue d'ouverture angulaire i_S donnée, l'épaisseur e (ou épaisseur moyenne si $\alpha \neq 0$) telle que $\Delta p = 1$ dans la zone de localisation.

2.4 Étude des franges avec une source étendue

Nous procédons ici à l'étude des franges avec une source étendue pour des configurations particulières du Michelson (lame d'air et coin d'air). On suppose une répartition uniforme de l'énergie lumineuse en fonction de l'angle d'incidence ($i \in [0, i_S]$). La cohérence temporelle ayant été traitée intégralement en partie précédente, la source peut être considérée comme monochromatique.

2.4.1 Anneaux d'égal inclinaison

On s'intéresse ici au cas où les miroirs sont parfaitement parallèles (lame d'air, $\alpha = 0$).

P10 Où sont localisées les franges ?

P11 Rappeler l'expression de l'ordre d'interférence p dans la zone de localisation en fonction de l'épaisseur e de lame d'air et de l'angle d'incidence i des rayons (cf. figure 2) : comment évolue l'ordre d'interférence p du centre vers l'extérieur de la figure d'anneaux ?

P12 Exprimer l'étendue des ordres d'interférence Δp en fonction de l'ouverture angulaire de la source i_S et de l'épaisseur e (on procédera à un développement limité au second ordre du cosinus) : quelle est sa relation avec le nombre d'anneaux N_A que l'on peut observer ?

P13 On suppose que l'ordre d'interférence p_0 en incidence normale $i = 0$ est entier. D'après la question précédente, retrouvez l'expression des incidences i_k correspondant aux k -ièmes anneaux d'ordre p_k en fonction de e , λ_0 et k .

P14 Bien que l'étendue des ordres d'interférence Δp générée par l'étendue de la source ne soit pas nulle et puisse même largement dépasser 1, expliquez pourquoi, dans la zone de localisation de la configuration lame

d'air, les anneaux restent très contrastés quelles que soient l'ouverture angulaire de la source i_S et l'épaisseur e de la lame d'air (pas d'influence de la cohérence spatiale).

2.4.2 Franges d'égale épaisseur

On s'intéresse maintenant au cas où les miroirs sont légèrement inclinés (coin d'air, $\alpha \neq 0$).

P15 Où sont localisées les franges ?

On admettra que la différence de marche dans la zone de localisation s'écrit là-aussi $\delta = 2e \cos(i)$, où l'épaisseur e varie le long du coin d'air.

P16 Donner la variation en épaisseur Δe correspondant à une interfrange ($\delta = \lambda_0$) pour une incidence normale $i = 0$. En pratique, comment peut-on mesurer l'angle α du coin d'air à partir du nombre de franges observées N_F et du diamètre D des deux miroirs ?

P17 A la différence des franges d'égale inclinaison, la cohérence spatiale a un impact direct sur le contraste des franges d'égale épaisseur. Expliquer simplement pourquoi.

On cherche maintenant à étudier l'influence de la cohérence spatiale sur le contraste des franges d'égale épaisseur et à déterminer la lame d'air moyenne e pour laquelle le contraste V s'annule.

P18 Donner l'expression de Δp en fonction de i_S , λ_0 et e (en s'aidant du résultat la question P12 !). D'après la question P4, pour quelles valeurs de l'épaisseur moyenne e du coin d'air a-t-on des annulations du contraste V ?

3 Réglages de l'interféromètre

3.1 Schéma descriptif

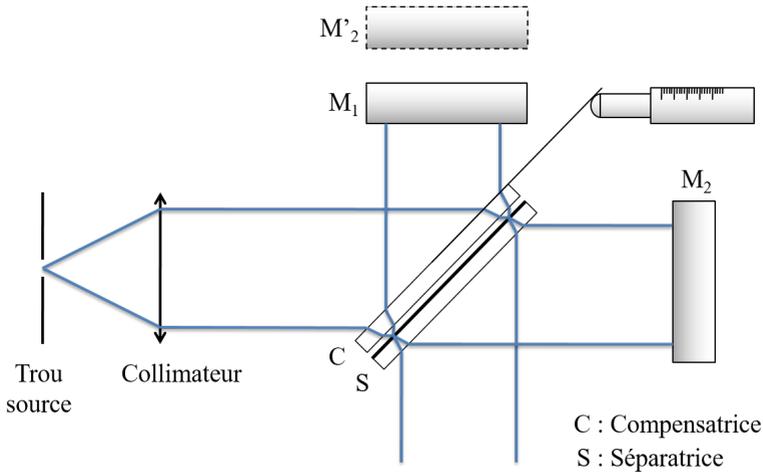


FIGURE 4 – Schéma détaillé de l'interféromètre de Michelson.

D'après la figure 4, l'un des bras de l'interféromètre inclut l'épaisseur de verre de la lame séparatrice. Une lame compensatrice est placée dans l'autre bras pour rétablir l'équilibre des chemins optiques. La lame compensatrice doit être bien parallèle à la lame séparatrice, de même épaisseur et de même indice. Les lames séparatrices et compensatrices sont souvent à 45° pour que les bras soient perpendiculaires, mais on peut envisager une incidence plus faible pour réduire la largeur de la lame séparatrice ou plus forte pour annuler, avec une polarisation convenable, les réflexions sur la face non traitée (incidence de Brewster).

Les deux miroirs M_1 et M_2 sont équipés chacun de deux réglages en rotation (horizontal/vertical, ou diagonaux selon les salles). Le miroir M_2 est mû en translation sur ses glissières par une vis micrométrique, et possède deux réglages fins de rotation supplémentaires.

Matériel :

- interféromètre avec collimateur et ensemble de trous-sources de différents diamètres

- lampe à vapeur de mercure basse pression, émettant plusieurs raies fines dans le visible
- verre dépoli pour homogénéiser le flux lumineux
- deux filtres colorés permettant d'isoler la raie verte ou le doublet jaune de la lampe spectrale
- miroir plan
- lame semi-réfléchissante
- spectroscopie de poche
- lentilles, pieds, tiges, noix, verre dépoli (écran) et bureau sous la table (support) pour observations en projection
- un échantillon de verre épais à étudier

Les pièces optiques sont de qualité interférentielle. La mécanique est de précision. Le coût de ce matériel est élevé. Il est à manipuler avec précaution.

3.2 Réglages du Michelson

3.2.1 Réglages géométriques très grossiers

- ↪ Vérifier que :
- les miroirs sont correctement éclairés (lampe dans l'axe et pas trop loin du collimateur)
 - la translation du miroir M_2 est à mi-course
 - le miroir M_1 est à la même distance de la séparatrice que le miroir M_2 (retoucher à la position de M_2 si la course de M_1 est insuffisante)
 - les mouvements fins de rotation du miroir M_2 sont à mi-course

3.2.2 Réglages du trou-source et du miroir M_1

Tous les Michelson en TP sont équipés de trous-sources au foyer d'un collimateur. L'axe du collimateur est fixe et sert de référence aux réglages qui suivent (trou-source centré sur cet axe, miroirs M_1 et M_2 perpendiculaires à cet axe). Ces réglages se font par autocollimation : superposition du trou-source et de son image en plaçant un miroir plan derrière le collimateur.

↪ Utiliser un trou-source de 10 mm de diamètre environ. Utiliser la lame semi-réfléchissante fournie comme un miroir à 45° entre la lampe et le collimateur de façon à pouvoir observer confortablement le trou-source.

↪ Plaquer un grand miroir sur l'objectif du collimateur et observer l'image en retour pour régler la position du trou-source sur l'axe du collimateur.

↪ Retirer le miroir plan, masquer le miroir M_2 et superposer le trou-source et son image par M_1 en réglant l'orientation de ce dernier.

Remarque Ne surtout pas négliger cette étape d'alignement car elle conditionne tous les réglages suivants (au risque de devoir tout recommencer à zéro). Au moindre doute, faire valider la procédure par l'enseignant.

Le trou-source et le miroir M_1 sont maintenant bien positionnés et alignés par rapport à l'axe optique défini par le collimateur. L'image du trou-source renvoyée par M_1 en sortie d'interféromètre va servir de référence pour l'alignement du miroir M_2 .

3.2.3 Réglages grossiers de M_2

↪ Choisir le plus petit trou-source. Se placer en face du Michelson et observer les images données par les miroirs M_1 et M_2 , ainsi que les images parasites dues à la compensatrice. Superposer soigneusement toutes ces images en jouant sur les réglages grossiers en rotation de M_2 et sur la compensatrice.

↪ Placer un grand trou-source pour observer les anneaux : on n'observe généralement que des franges rectilignes assez resserrées, ce qui est un bon début pour un alignement grossier. Avec un peu de chance et/ou un peu de doigté, il est possible d'obtenir un petit nombre d'anneaux bien centrés, ce qui permet d'accélérer la procédure de réglages fins qui suit pour atteindre le contact optique.

3.2.4 Réglages fins de M_2 - Contact optique

Lorsque les deux bras de l'interféromètre de Michelson ont même indice de réfraction (ici l'air), on dit que l'on est au contact optique lorsque le symétrique M'_1 du miroir M_1 par rapport au plan de la séparatrice est parfaitement confondu avec le miroir M_2 (et réciproquement). Pour déterminer la position du contact optique, on cherche à obtenir une figure d'interférence parfaitement homogène, dite "teinte plate".

La première étape consiste à rendre les miroirs M'_1 et M_2 bien parallèles grâce à deux méthodes : la première se fait par l'observation des franges d'égal épaisseur et permet de rattraper les défauts grossiers, tandis que la seconde passe par l'observation directe des anneaux et permet de gagner en précision. Une fois le parallélisme des miroirs bien réglé, il ne restera plus qu'à rechercher l'épaisseur e nulle pour obtenir la teinte plate et ainsi repérer le contact optique.

Première méthode : franges en coin d'air

Cette méthode consiste à régler le parallélisme des miroirs en observant les franges d'égale épaisseur dues à l'angle α résiduel. Elle s'applique lorsque l'on est encore loin des réglages fins : à l'œil nu, on ne voit que des franges rectilignes assez serrées. Dans le cas contraire d'anneaux bien centrés, répondre simplement aux questions et passer directement à l'étape suivante.

↪ Pour observer ces franges d'égale épaisseur, diminuer le diamètre du trou-source et placer la loupe (focale d'environ 300 mm pour la plupart des montages) en sortie du Michelson.

Q1 Expliquer pourquoi l'on peut visualiser ces franges à l'œil à travers la lentille. Où doit-on placer son œil pour collecter tous les faisceaux issus de la source ? Pourquoi choisir un petit trou-source ?

↪ En utilisant les mouvements fins du miroir M_2 , augmenter l'interfrange jusqu'à obtenir une figure uniforme.

Q2 Estimer l'angle α résiduel (en radians, degrés, et secondes d'arc), en supposant que la teinte observée n'est uniforme qu'à une demi-frange près sur tout le diamètre du miroir.

Deuxième méthode : « respiration des anneaux »

Cette méthode est beaucoup plus précise que la précédente. Mais pour la réaliser, il faut déjà observer une figure d'anneaux bien centrée.

↪ En observant les anneaux d'égale inclinaison, déplacer longitudinalement le miroir M_2 jusqu'à obtenir 3 ou 4 anneaux bien centrés (rattraper ponctuellement l'angle du miroir M_2 avec les réglages fins en rotation si nécessaire).

Q3 Pourquoi les anneaux peuvent-ils être observés directement à l'œil nu ?

↪ Déplacer votre œil dans le champ d'observation des interférences et regarder si le centre des anneaux reste dans le même état interférentiel. Si ce n'est pas le cas, utiliser les mouvements fins du miroir M_2 pour faire disparaître cette "respiration".

Q4 En étudiant le trajet des rayons lumineux collectés par votre œil, interprétez les observations précédentes.

Q5 On peut estimer que la précision sur l'angle α est augmentée d'un facteur 10. Quelle est la nouvelle précision obtenue, en seconde d'arc ?

Si les réglages d'autocollimation ont été correctement effectués, les anneaux sans respiration sont bien centrés sur la figure d'interférence. Dans tous les cas, le centre des anneaux matérialise l'incidence normale sur les miroirs. Si, après avoir vérifié le parallélisme des miroirs, les anneaux ne sont pas bien centrés, c'est que le trou-source est mal réglé sur l'axe optique. Vous devez alors reprendre le réglage du trou-source, soit par la méthode d'autocollimation précédente, soit en observant directement de la figure d'interférence en sortie du Michelson afin de recentrer correctement les anneaux.

Recherche de la teinte plate

Q6 D'après la question P11, quel est le mouvement des anneaux ("rentrent" ou "sortent") lorsqu'on diminue l'épaisseur de la lame d'air, c'est-à-dire lorsque l'on se rapproche du contact optique ? Vérifier que ce comportement est bien symétrique de part-et-d'autre du contact optique.

Q7 Repérer la position du miroir M_2 pour laquelle vous estimez être au contact optique (le mouvement de translation n'étant jamais parfait, retoucher à l'orientation de M_2 si des franges rectilignes apparaissent). Estimer sa précision en procédant à une étude de répétabilité : est-on limité par les graduations du vernier ?

↪ Faire vérifier la position du contact optique par l'enseignant.

Il est essentiel de comprendre et d'assimiler cette succession précise de réglages de l'interféromètre. L'ensemble ne doit pas prendre plus d'une dizaine de minutes à la deuxième séance.

Remarque D'une séance à l'autre, il n'y a aucune raison de trouver la même position du contact optique. Lors de la 2e séance, pensez bien à reprendre précisément sa nouvelle valeur, incertitude comprise, et à la noter explicitement dans votre compte-rendu.

4 Études à réaliser

Cette partie expérimentale comprend plusieurs études indépendantes, à réaliser dans un ordre quelconque pendant les deux séances (à l'exception de la dernière partie facultative, à ne faire qu'en dernier si le temps vous le permet). Attention à bien prendre en compte les conseils donnés en introduction pour effectuer les mesures, les interpréter et les présenter convenablement dans le compte-rendu.

Sauf mention explicite, toutes les observations se font à l'aide du filtre vert placé devant la lampe spectrale afin d'en isoler la raie à $\lambda_0 = 546,1$ nm.

4.1 Anneaux d'égalé inclinaison - Cohérence temporelle de la source

On étudie ici les franges à l'infini en configuration lame d'air ainsi que la longueur de cohérence temporelle de la source.

↪ Utiliser un trou-source de diamètre 10 à 15 mm et placer devant lui le dépoli (avec filtre vert) afin d'éclairer uniformément l'interféromètre. On pourra faire les observations à l'œil nu ou en utilisant la caméra vidéo mise à disposition (vérifier à l'aide du zoom que l'on voit bien le contour du trou-source avec la caméra). Préférer l'observation directe à l'œil si la prise en main de la caméra prend trop de temps (on ne rate pas grand-chose).

↪ A partir du contact optique, relever les positions du miroir M_2 pour lesquelles le nombre des anneaux visibles sur la figure d'interférence est de $N_A = 1, 2, \dots, 10$. Veillez à ce que le centre de la figure reste dans le même état d'interférence (clair ou sombre) pour chaque mesure effectuée.

Q8 Montrer que le nombre d'anneaux est bien proportionnel à l'épaisseur e de la lame d'air (cf. P12) et déterminer la pente de la droite $N_A = f(e)$ (attention aux unités!).

Q9 Le nombre d'anneaux observés dépend aussi de l'ouverture angulaire de la source : estimer rapidement (à la règle) le diamètre du trou-source ainsi que la focale du collimateur, et vérifier que vos mesures sont cohérentes avec le résultat théorique attendu.

↪ Augmenter plus fortement la différence de marche tout en observant l'évolution du contraste des anneaux.

Q10 Est-il possible d'observer une annulation franche du contraste (figure d'interférence quasi-uniforme)? Pourquoi?

Pour estimer la longueur de cohérence de la source, on peut s'aider du critère qualitatif de la question P5 : lorsque l'œil perçoit une baisse de contraste sur la figure d'interférence, on peut considérer que la visibilité des franges a chuté de 10% ($V \simeq 0.9$).

Q11 Repérer la position pour laquelle le contraste commence à chuter (anneaux sombres d'un noir moins profond). A l'aide de la question P5, donner une estimation de la longueur de cohérence de la raie verte. En déduire sa largeur spectrale $\Delta\lambda$ et sa finesse N en utilisant les résultats de la partie théorique. Avec quelle incertitude donnez-vous ce résultat?

Q12 Expliquer comment, en utilisant un interféromètre de Michelson, on peut en principe déterminer le profil spectral complet $I(\lambda)$ de la raie (expérience dite de spectroscopie par transformée de Fourier).

4.2 Franges d'égale épaisseur - Cohérence spatiale de la source

On étudie dans cette partie la visibilité des franges en coin d'air ($\alpha \neq 0$) en fonction de la taille de la source et de l'épaisseur e moyenne du coin d'air.

↪ Ramener les miroirs parallèles entre eux et revenir au contact optique. Placer la lentille devant le Michelson de manière à pouvoir observer à l'œil nu la zone de localisation du coin d'air. Dans cette situation, seuls les défauts d'épaisseur des miroirs (rugosité, rayures...) peuvent faire apparaître des franges.

Q13 En étudiant la qualité de la teinte plate, estimer la qualité des optiques du Michelson.

↪ Dérégler maintenant le miroir M_2 pour faire apparaître environ 5 franges.

Q14 Estimer l'angle α entre les deux miroirs (cf P16). Quelle est votre précision?

Q15 Expliquer pourquoi, au voisinage du contact optique, les franges sont observables même avec une source étendue (cf. P18). Relever la position du contact optique en utilisant le plus grand trou-source et comparez-la avec votre première mesure prise lors de la phase de réglages.

↪ À l'aide d'une deuxième lentille, projeter les franges sur un écran dépoli (utiliser les pieds en fonte et noix, tirez le bureau sous la table pour vous en servir de support...). Placer l'écran de manière à voir les franges les plus nettes possible. Choisir ensuite un trou-source de diamètre moyen (5 à 15 mm) et vérifier que le trou est bien uniformément éclairé.

↪ Observer attentivement la visibilité des franges lorsque vous translatez le miroir M_2 de part et d'autre du contact optique.

Q16 Pourquoi peut-on s'attendre à observer une annulation franche du contraste ?

Q17 Mesurer les positions des premières annulations de contraste de chaque côté du contact optique. En répétant cette mesure pour 3 ou 4 trous sources différents, étudier l'évolution de la position des annulations de contraste². Confronter les résultats expérimentaux à la théorie (cf. P18).

↪ Pour un trou-source défini, placer le miroir M_2 à la première annulation de contraste, enlever les lentilles et l'écran dépoli, puis recentrer les anneaux en retouchant à l'orientation de M_2 .

Q18 Combien d'anneaux observez-vous ? En vous aidant de la question P12, interpréter et commenter ce résultat.

4.3 Mesure d'un intervalle spectral

On utilise à présent un filtre orangé, qui permet d'isoler le doublet jaune du mercure ($\lambda_1 \simeq 577$ nm et $\lambda_2 \simeq 579$ nm). L'objectif de cette partie est de mesurer avec une grande précision (à déterminer !) l'écart spectral entre ces deux longueurs d'onde.

↪ Se placer en configuration lame d'air afin d'observer un petit nombre d'anneaux.

2. Note des correcteurs : on aime bien les graphiques avec des choses linéaires, on dit ça on dit rien...

Q19 Observer et expliquer la présence de coïncidences et d'anticoïncidences en faisant varier lentement la position du miroir M_2 . Montrer que la distance $d = e_1 - e_0$ séparant 2 anticoïncidences e_0 et e_1 successives est donnée par $2d\Delta\sigma = 1$ (avec $\sigma = 1/\lambda$).

Q20 En se plaçant précisément sur une anticoïncidence, noter sa position e_0 . La précision est-elle limitée par la lecture du vernier ou par votre appréciation visuelle (faire rapidement une étude de répétabilité pour s'en convaincre)? Quelle est l'incertitude de mesure?

Q21 Relevez la position e_1 de l'anticoïncidence suivante : quelle valeur de d en déduisez-vous et avec quelle précision?

Q22 Relever maintenant jusqu'à 11 positions successives d'anticoïncidences (e_2, \dots, e_{10}). Quelle incertitude obtient-on sur d si l'on fait la moyenne de toutes les valeurs mesurées? Si l'on n'utilise que les valeurs extrêmes e_0 et e_{10} ?

L'un des avantages de n'utiliser que les valeurs extrêmes est de pouvoir augmenter la précision sur d sans devoir mesurer toutes les valeurs intermédiaires de e . L'objectif est maintenant d'aller chercher directement la X -ième anticoïncidence (X étant idéalement très grand), mais sans se tromper ne serait-ce que d'une unité!

Q23 En partant de e_{10} , quelle position d'anticoïncidence e_X peut-on raisonnablement cibler sans se tromper? Placer le miroir M_2 sur la position que vous avez retenue, et raffiner le réglage afin de mesurer précisément la valeur de e_X . En déduire une nouvelle valeur de d et sa précision.

Q24 En poursuivant la méthode de la question précédente, déterminer le plus précisément possible l'écart spectral entre les 2 composantes du doublet du mercure. Avec quelle incertitude pouvez-vous donner ce résultat?

Q25 Quel phénomène limite l'observation des anticoïncidences pour des X très grands (indépendamment de la longueur du bras)? Sachant qu'il est aussi possible de compter les anticoïncidences de l'autre côté du contact optique (comportement symétrique), estimer le nombre maximum d'anticoïncidences observables confortablement, et en déduire la précision maximale sur l'écart spectral que l'on peut obtenir par cette méthode de mesure interférométrique.

4.4 Franges en lumière blanche

On s'intéresse maintenant aux figures d'interférences que l'on obtient avec une source lumineuse de spectre très large (lumière blanche).

Q26 D'après la question P6, expliquer pourquoi, proche de la différence de marche nulle, il est possible de voir des franges bien contrastées même avec une source spectralement très large.

↪ Se replacer le plus près possible du contact optique à l'aide de la lampe spectrale, puis remplacer celle-ci par la lampe de bureau. On n'observe en général rien (sauf coup de chance !) car la cohérence temporelle de la source blanche est très faible : elle ne dépasse pas quelques micromètres.

↪ Régler le spectroscopie de poche sur la lampe à mercure (ou une lampe « économique » du couloir) avec une fente fine, puis observer la lumière blanche issue de l'interféromètre. Si la différence de marche est suffisamment faible, des cannelures plus ou moins serrées doivent apparaître.

↪ Si la différence de marche est trop grande, les cannelures sont trop serrées pour que l'on puisse les résoudre avec le spectroscopie. Dans ce cas, charrioter légèrement M_2 de part-et-d'autre de la position initiale et tenter de faire apparaître les cannelures : si celles-ci n'apparaissent toujours pas, reprendre la lampe à vapeur de mercure et refaire un nouvel alignement au contact optique.

Q27 Expliquer la présence de ces cannelures dans le spectre. Pourquoi les cannelures s'élargissent-elles lorsque l'on se rapproche du contact optique ?

↪ Agir délicatement sur la position de M_2 pour obtenir les cannelures les plus larges possible. Observer alors directement dans l'interféromètre les couleurs d'interférence (si la teinte est toujours blanche, revoir le réglage des cannelures).

↪ Former ensuite un coin d'air de petit angle pour observer quatre à cinq franges sur les miroirs. Centrer la figure d'interférence sur la frange la plus contrastée en translatant M_2 .

Q28 Quel est l'état interférentiel de la frange centrale ?

Deux échelles de teintes, dites teintes de Newton, sont données en annexe de ce TP (vous les retrouverez également au cours des TP Polarisation). Ces échelles mettent en relation directe la couleur observée sur une frange avec sa différence de marche correspondante. On utilisera l'une de ces deux échelles en fonction de la frange centrale observée (centre clair ou sombre).

Q29 Observer les couleurs des franges et les comparer à l'échelle de teintes de Newton : en déduire une estimation de la longueur de cohérence de la lampe blanche.

↔ Il est intéressant de remarquer que l'on peut changer l'état de la frange centrale. Pour cela, on pourra modifier le réglage du parallélisme de la séparatrice et de la compensatrice, tout en rattrapant la position de M_2 pour garder les franges les plus contrastées au centre de la figure.

4.5 Cohérence spatiale et temporelle : cas de bras dissymétriques

Ne faites cette partie que s'il vous reste suffisamment de temps. En revanche, il n'est pas question de sortir de la dernière séance à l'avance sans l'avoir au moins commencée. Cette partie vous offrira de plus des points bonus si vous la traitez correctement.

Nous allons dans cette partie insérer dans l'un des bras de l'interféromètre (celui de M_2 dans la suite) une lame de verre à faces parallèles d'épaisseur e_L de quelques cm. Lorsque l'interféromètre a ses deux bras symétrique, la position du contact optique (symétrique M'_1 de M_1 par la séparatrice confondu avec M_2) et celle de la différence de marche nulle sont confondues. Lorsque la lame d'air est insérée, la position du bras M_2 pour laquelle la différence de marche est nulle (cohérence temporelle) mais aussi la position du contact optique (cohérence spatiale) se décalent toutes les deux, d'une quantité à déterminer.

En analysant les franges d'égale épaisseur observées, il serait possible d'obtenir des informations sur la qualité optique de cette lame. Toutefois ces franges ne sont bien contrastées que si l'on utilise une source suffisamment cohérente spatialement et temporellement. Le but de cette partie est d'étudier précisément les contraintes liées à ces deux sources de décohérence et de montrer pourquoi elles sont pas forcément conciliables pour des épaisseurs de lame d'air trop importantes.

4.5.1 Cohérence temporelle

Q30 Déterminer en incidence normale l'expression de δ_0 , la différence de marche ajoutée par l'insertion de la lame de verre, en fonction de son épaisseur e_L .

Q31 Pour une source de longueur de cohérence L_C , quelle est l'épaisseur maximale tolérable pour que les franges restent suffisamment contrastées à l'insertion de la lame (on prendra le critère usuel $V > 0.9$)? En faire l'application numérique en mesurant l'épaisseur de la lame de verre à disposition.

Q32 Dans quel sens et de combien doit-on déplacer le miroir pour retrouver la différence de marche nulle et résoudre le problème de la cohérence temporelle?

4.5.2 Cohérence spatiale

Dans le cas d'un Michelson avec un indice différent dans chacun des bras, la définition du contact optique doit être affinée. On dit alors que l'on est au contact optique lorsque le symétrique **optique** (et non plus géométrique, c'est-à-dire indice de réfraction n compris) M'_1 de M_1 par rapport au plan de la séparatrice est confondu avec M_2 . On démontre dans le cours d'optique géométrique que l'introduction d'une lame à face parallèle d'indice n et d'épaisseur e_L décale l'image d'un objet de la quantité $e_L(1 - 1/n)$ (effet piscine, cf. figure 5). Cela décale donc d'autant le contact optique et peut ainsi poser des problèmes de cohérence spatiale.

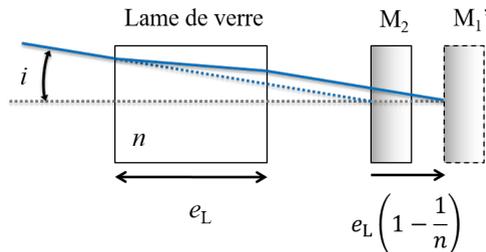


FIGURE 5 – Déplacement du contact optique par l'insertion d'une lame de verre

Q33 A l'aide de la figure 5, retrouver que l'image M'_1 du miroir M_1 par la lame est reculée de la quantité $e_L(1 - 1/n)$. Dans quel sens doit-on déplacer

le miroir M_2 pour retrouver le contact optique ? Est-ce conciliable avec la contrainte sur la cohérence temporelle ?

4.5.3 Travail expérimental demandé

↪ Régler le Michelson en teinte plate et au contact optique sans l'échantillon. On utilisera ici un grand trou-source.

↪ Placer maintenant l'échantillon et observer les franges d'égalé épaisseur sur la lame.

Q34 Que se passe-t-il sur le contraste ? Comment peut-on améliorer celui-ci ?

↪ Enlever la lentille et regarder les franges d'égalé inclinaison.

Q35 Déplacer le miroir de manière à diminuer au maximum le nombre d'anneau. Vérifier que le déplacement est compatible avec la valeur $e_L(1 - 1/n)$ trouvée ci-dessus.

Q36 En remplaçant la lentille que constatez-vous sur le contraste des franges ? Que se passe-t-il pour le contraste lorsque vous changez la taille du trou ? Expliquez.

Q37 En mesurant l'épaisseur de la séparatrice, déterminer la lame de verre équivalente vu par l'un des bras et justifier la nécessité de la compensatrice.

Échelle des teintes de Newton		
δ en nm	Échelle à centre blanc	Échelle à centre noir
0	blanc	noir
40	blanc	gris de fer
97	blanc jaunâtre	gris lavande
158	blanc jaunâtre	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
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
1101	vert	rouge violacé foncé
1128	vert jaunâtre	violet bleuâtre clair
1151	jaune sale	indigo
1258	couleur chair	bleu (teinte verdâtre)
1334	rouge brun	vert de mer
1376	violet	vert brillant
1426	bleu violacé grisâtre	jaune verdâtre
1495	bleu verdâtre	rose (nuance clair)
1534	bleu vert	rouge carmin
1621	vert terne	carmin pourpre
1658	vert jaunâtre	gris violacé
1682	jaune verdâtre	bleu gris
1711	jaune gris	vert de mer
1744	mauve gris rouge	vert bleuâtre
1811	carmin	beau vert
1927	gris rouge	gris vert
2007	bleu gris	gris presque blanc
2048	vert	rouge clair
2338	rose pâle	vert bleu pâle
2668	vert bleu pâle	rose pâle