

AGREGATION DE SCIENCES PHYSIQUES

EXPERIENCES D'OPTIQUE

Roger DUFFAIT
Professeur à l'université Claude Bernard - LYON-I



1, rue de Rome - 93561 Rosny Cedex

Tous droits de traduction, d'adaptation et de reproduction par tous procédés réservés pour tous pays. La loi du 11 mars 1957 n'autorisant, aux termes des alinéas 2 et 3 de l'article 41 d'une part, que les « copies ou reproductions strictement réservées à l'usage privé du copiste et non destinées à une utilisation collective », et d'autre part, que les analyses et les courtes citations dans un but d'exemple et d'illustration, « toute représentation ou reproduction intégrale, ou partielle, faite sans le consentement de l'auteur ou de ses ayants droit ou ayants cause, est illicile » (alinéa 1^e de l'article 40). Cette représentation ou reproduction, par quelque procédé que ce soit, constituerait donc une contrefaçon sanctionnée par les articles 425 et suivants du Code Pénal. Les droits d'auteur d'usage sont d'ores et déjà réservés en notre complémentarité aux auteurs des œuvres publiées dans cet ouvrage, qui malgré nos efforts, n'auraient pu être joints.

« Le logo ci-contre mérite une explication. Son objet est d'alerter le lecteur sur la menace que représente pour l'avenir de l'écrivain tout particulièrement dans le domaine des sciences humaines et sociales (ou de sciences, techniques, médecine ; ou de droit ; ou d'enseignement), le développement massif du photocollage. Le code de la propriété intellectuelle du 1^{er} juillet 1992 interdit en effet expressément la photocopie à usage collectif sans autorisation des ayants droit. Or, cette pratique s'est généralisée dans les établissements d'enseignement supérieur, provoquant une baisse brutale des achats de livres, au point que la possibilité même pour les auteurs de créer des œuvres nouvelles et de les faire éditer correctement est aujourd'hui menacée. Nous rappelons donc que toute reproduction, partielle ou totale, du présent ouvrage est interdite sans autorisation de l'auteur, de son éditeur ou du Centre français d'exploitation du droit de copie (CFC, 3, rue d'Hauteville, 75006 Paris)



© Bréal 1997

Toute reproduction même partielle interdite

Dépôt légal : mai 1997

ISBN 2 84291 027 3

AVANT-PROPOS

Cet ouvrage est initialement destiné aux candidats à l'Agrégation externe de Sciences Physiques, option Physique ; les expériences décrites couvrent largement la partie Optique de la liste des montages du concours. Il sera utile également aux candidats aux concours d'Agrégation interne ou de CAPES de Physique-Chimie ainsi qu'aux enseignants pour l'élaboration de travaux pratiques de premier cycle universitaire, de classes préparatoires, de licence et de maîtrise de Physique.

En ce qui concerne les concours, les candidats doivent être conscients que c'est à eux de construire leurs propres montages. Les éléments qu'ils trouveront dans cet ouvrage ne doivent être considérés que comme des aides pour la réalisation pratique. Naturellement, afin d'éviter une simple énumération de différentes expériences, nous avons structuré ce livre afin de donner une progression logique à l'intérieur de chaque chapitre. Mais cela ne veut pas dire qu'il faille suivre cette structure lors de l'oral. Cela conduirait à une uniformité et à une sclérose certaine des présentations. Afin d'éviter ce risque, nous avons proposé généralement beaucoup plus d'expériences qu'il n'est possible d'en présenter correctement (c'est-à-dire avec une bonne exploitation qualitative et quantitative). C'est donc au candidat de faire son propre choix, dicté par sa propre progression et par sa capacité à élaborer des expériences avec le matériel dont il dispose.

Nous pensons surtout que, en proposant des expériences nombreuses, ce livre peut constituer une aide pendant l'année de préparation au concours. Les expériences d'optique se prêtent naturellement à de belles présentations mais il faut pour cela une pratique que l'on acquiert pendant ses études et pendant l'année de préparation. Ce n'est certainement pas le jour de l'oral que l'on apprend à régler un interféromètre ou même, plus simplement, à faire une projection optique de bonne qualité.

Les expériences proposées ici sont réalisées avec le matériel que nos candidats utilisent à l'Ecole Normale Supérieure de Lyon, et qui est également disponible lors du concours. Ce matériel est, de plus, en constante évolution, mais nous avons évité, autant que possible, les appareils trop sophistiqués qui, trop souvent, masquent les principes physiques utilisés.

Ainsi qu'on le verra à la lecture de ce livre, l'utilisation de l'ordinateur en acquisition de données est présentée assez régulièrement. Il est inévitable que l'informatique prenne une place croissante dans l'enseignement (comme c'est déjà le cas dans les laboratoires) mais c'est aux enseignants de veiller à ce que les phénomènes physiques ne soient pas relégués au second plan par une informatisation trop envahissante. Pour notre part, nous avons utilisé un logiciel « non dédié » (Physcope de Eurosmart – mais d'autres ont également cette propriété) suffisamment ouvert pour que ce soit l'expérimentateur qui définisse toutes les conditions d'acquisition et de traitement.

Un index alphabétique ainsi qu'une bibliographie sont proposés en fin d'ouvrage. Nous avons également indiqué les principaux fournisseurs des matériels que nous avons utilisés mais nous ne prétendons pas être exhaustifs et il n'est certainement pas impossible de trouver du matériel mieux adapté ou moins cher.

L'auteur voudrait remercier ses collègues de la préparation avec lesquels les échanges ont été très fructueux : Mmes M.C. Artru, E. Charlaix, MM. F. Clausset, H. Gayvallet et O. Michel de l'ENS Lyon et M. Farizon de l'Université. Il voudrait remercier tout particulièrement Jean-Louis Vialle, Professeur à l'Université Claude-Bernard Lyon I pour ses conseils précieux. Il ne saurait oublier l'équipe technique de la préparation de l'ENS Lyon pour son aide constante et en particulier MM R. Tardieu et P. Bonnet. Enfin, ce livre doit beaucoup aux étudiants agrégatifs, normaliens et auditeurs, dont nous avons apprécié l'imagination et les critiques constructives.

SOMMAIRE

CHAPITRE I - Sources de lumière

1 - Lumière blanche	11
1.1 - Lampes à filament de tungstène	
1.2 - Lampe quartz-iode	
1.3 - Arc électrique	
2 - Lampes spectrales	12
2.1 - Lampes basse pression	
2.2 - Lampes moyenne et haute pression	
2.3 - Lampes très haute pression	
3 - La source LASER	14
3.1 - Cohérence temporelle	
3.2 - Cohérence spatiale	
3.3 - Structure transversale gaussienne du faisceau	
3.4 - Autres Lasers	
3.5 - Diode Laser	
4 - Autres sources	17
4.1 - Tube fluorescent	
4.2 - Lampes à décharge très haute pression	
5 - Lumière monochromatique	19
5.1 - Source monochromatique	
5.2 - Filtres interférentiels	
5.3 - Filtres colorés	

CHAPITRE II - Optique géométrique

1 - Lentilles minces	22
1.1 - Conditions de Gauss	
1.2 - Relations de conjugaison	
1.3 - Aberrations chromatiques	
2 - Aberrations géométriques	25
2.1 - Généralités	
2.2 - Aberration sphérique et caustique	
2.3 - Coma	
2.4 - Astigmatisme	
2.5 - Distorsions	
2.6 - Mise en évidence de l'ensemble des aberrations	
3 - Techniques de projection	33
3.1 - Projection d'un objet étendu	
3.2 - Projection d'un spectre	
4 - Obtention d'un faisceau de lumière parallèle	36
4.1 - Montage rigoureux	
4.2 - Montage approché	

CHAPITRE III - Diffraction - Interférences

1 - Rappel	38
1.1 - Diffraction de Fresnel	
1.2 - Diffraction de Fraunhofer	
1.3 - Intérêt de la diffraction de Fraunhofer	
2 - Expériences	40
2.1 - Diffraction de Fresnel	
2.2 - Diffraction de Fraunhofer	
3 - Applications	45
3.1 - Stroboscopie	
3.2 - Expérience d'Abbe	
3.3 - Détramage d'une photo	
3.4 - Speckle	
4 - Interférences à 2 ondes	50
4.1 - Généralités	
4.2 - Cohérence temporelle, spatiale et de polarisation	
4.3 - Dispositifs interférentiels	
4.4 - Expériences avec le Laser	
4.5 - Expériences en lumière blanche	
4.6 - Anneaux de Newton	
4.7 - Expérience de type Fresnel-Arago	
4.8 - Hologramme	
5 - Annexes	58
5.1 - Transformée de Fourier de quelques fonctions simples	
5.2 - Diffraction de Fresnel par une ouverture circulaire	
5.3 - Diffraction de Fraunhofer et interférences par N fentes	
5.4 - Diffraction en lumière blanche	
5.4 - Interférences (et diffraction) par N trous	

CHAPITRE IV - Interféromètres

A - Interféromètre de Michelson

1 - Description	64
1.1 - Généralités	
1.2 - Conditions d'obtention des diverses figures d'interférences	
1.3 - Rôle de la compensatrice	
1.4 - Construction de l'interféromètre	
1.5 - Réglage préliminaire du Michelson	
1.6 - Lampe à vapeur de Sodium	
1.7 - Lumière blanche	
1.8 - Résumé des réglages	
2 - Expériences et mesures avec le Michelson	76
2.1 - Écart du doublet du sodium	
2.2 - Spectroscopie par transformée de Fourier	
2.3 - Expériences illustrant la spectroscopie par transformée de Fourier	
2.4 - Cohérence spatiale et localisation des franges	
2.5 - Blanc d'ordre supérieur et spectre cannelé	
2.6 - Mesure de l'épaisseur optique d'une lame mince	
2.7 - Expérience de Fresnel-Arago	

B - Interféromètre de Fabry-Pérot	
1 - Description	91
1.1 - Principe de fonctionnement	
1.2 - Profil des anneaux et fonction d'Airy	
2 - Réglages et mesures	93
2.1 - Réglage du Fabry-Pérot et mesure de la finesse	
2.2 - Mise en évidence du doublet du sodium	
2.3 - Autres expériences	
3 - Mise en évidence des différents modes d'un Laser	97
3.1 - Interféromètre Fabry-Pérot confocal	
3.2 - Principe de fonctionnement	
3.3 - Détermination du nombre et de la distance entre modes d'un Laser	

CHAPITRE V - Instruments d'optique

A - La lunette astronomique	
1 - Généralités	101
2 - Réalisation	101
3 - Détermination de quelques caractéristiques	102
3.1 - Grossissement	
3.2 - Champ en largeur	
4 - Clarté	107
4.1 - Objet ponctuel (étoile)	
4.2 - Objet étendu	
5 - Pouvoir de résolution	109
5.1 - Expérience de démonstration	
5.2 - Mesure sur l'appareil réel	

B - Objectif photographique	
1 - Rappels	113
2 - Expériences	113
2.1 - Grandissement	
2.2 - Mesure de l'ouverture	
2.3 - Relation ouverture-éclairement	
3 - Profondeur de champ	115
3.1 - Approche géométrique	
3.2 - Fonction de transfert de modulation	

CHAPITRE VI - Spectroscopie

1 - Principe et réalisation	121
1.1 - Montage rigoureux et montage pratique	
1.2 - Détermination de longueur d'onde	
2 - Propriétés générales des spectroscopes	123
2.1 - Influence de la largeur de la fente source	
2.2 - Influence de la largeur éclairée du disperseur	
2.3 - Etude avec un monochromateur	
3 - Etude des systèmes dispersifs	129
3.1 - Le réseau	

3.2 - Le prisme	
4 - Applications	130
4.1 - Spectre d'absorption	
4.2 - Résonance optique	
4.3 - Spectre de l'hydrogène. Détermination de la constante de Rydberg	
5 - Utilisation d'un goniomètre	134
CHAPITRE VII - Biréfringence naturelle et artificielle	
1 - Rappels	137
1.1 - Milieux isotropes, uniaxes et biaxes	
1.2 - Surface des indices et surface d'onde	
1.3 - Lames minces	
2 - Mise en évidence	141
2.1 - Avec un prisme de spath	
2.2 - Avec un rhomboèdre de spath	
3 - Etude des lames cristallines	144
3.1 - Mise en évidence des lignes neutres	
3.2 - Interférences en lumière polarisée	
3.3 - Compensateur de Babinet	
3.4 - Mesure de δ par la méthode de la quart d'onde	
3.5 - Spectre cannelé	
3.6 - Mesure de différence de marche avec le Michelson	
4 - Etude en lumière convergente	156
4.1 - Lame taillée perpendiculairement à l'axe optique	
4.2 - Détermination de l'axe rapide d'une lame	
4.3 - Lame taillée parallèlement à l'axe optique	
4.4 - Lame biaxe taillée perpendiculairement à la bissectrice des axes	
5 - Biréfringence provoquée	162
5.1 - Biréfringence de déformation	
5.2 - Biréfringence électrique. Effet Kerr	
5.3 - Biréfringence des cristaux liquides	
Annexe - Interféromètre de Françon	166
CHAPITRE VIII - Polarisation rotatoire	
1 - Mise en évidence et propriétés	167
1.1 - Rappels	
1.2 - Mise en évidence en lumière monochromatique	
1.3 - Propriétés	
1.4 - Dispersion rotatoire	
1.5 - Biquartz de Soleil	
2 - Polarisation rotatoire magnétique	174
2.1 - Etude de l'effet Faraday	
2.2 - Modulateur de Faraday	
3 - Polarisation rotatoire en lumière convergente	175

CHAPITRE IX - Production et analyse d'une lumière polarisée

1 - Polarisation rectiligne	177
1.1 - Production (et analyse) par réflexion vitreuse	
1.2 - Production par biréfringence	
1.3 - Production et analyse par dichroïsme	
1.4 - Production par diffusion	
1.5 - Analyseur simple à extinction	
1.6 - Analyseur à pénombre	
1.7 - Vibration rectiligne partielle	

2 - Vibration elliptique	184
2.1 - Rappels	
2.2 - Action d'une quart d'onde sur une vibration rectiligne	
2.3 - Action d'une quart d'onde sur une elliptique	
2.4 - Production d'une vibration elliptique	
2.5 - Production et analyse d'une lumière elliptique	
3 - Analyse d'une vibration quelconque	189

CHAPITRE X - Photorécepteurs

1 - Cellule à vide et photomultiplicateur	192
1.1 - Effet photoélectrique externe	
1.2 - Caractéristique courant-tension de la cellule à vide	
1.3 - Propriétés du photomultiplicateur	
2 - Photorésistances	195
2.1 - Caractéristique courant-tension de la LDR	
2.1 - Sensibilité spectrale	
3 - Photodiode	196
3.1 - Caractéristique courant tension et linéarité	
3.2 - Utilisation de la photodiode en photométrie	
3.3 - Sensibilité spectrale	
3.4 - Réponse temporelle	
3.5 - Phototransistor	
3.6 - Capteur CCD	
3.7 - Diode électroluminescente	
4 - Photopile	202
4.1 - Caractéristique	
4.2 - Mesure d'éclairement	
5 - Pile thermoélectrique	203
6 - Notions de photométrie	205
6.1 - Grandeurs photométriques	
6.2 - Mesures photométriques	
Index alphabétique	210
Bibliographie	214
Matériels et fournisseurs	216
Légende des photos de couverture	218

CHAPITRE I

SOURCES DE LUMIÈRE

1 - Lumière blanche

Un spectre continu est produit par l'émission du corps noir porté à la température T. La formule de Planck donnant l'émittance spectrale en fonction de T (fig. 1), d'où découle la loi du déplacement de Wien ($\lambda_m T = C^{te} \approx 2900 \mu m.K$), montre que l'efficacité lumineuse (fraction visible du spectre émis) est meilleure à très haute température. Le Soleil (T = 6 000 K d'où $\lambda_m \approx 500 nm$ soit une longueur d'onde voisine du maximum de sensibilité de l'œil) n'étant pas commode d'emploi en montage, on utilise des lampes à incandescence à filament de tungstène.

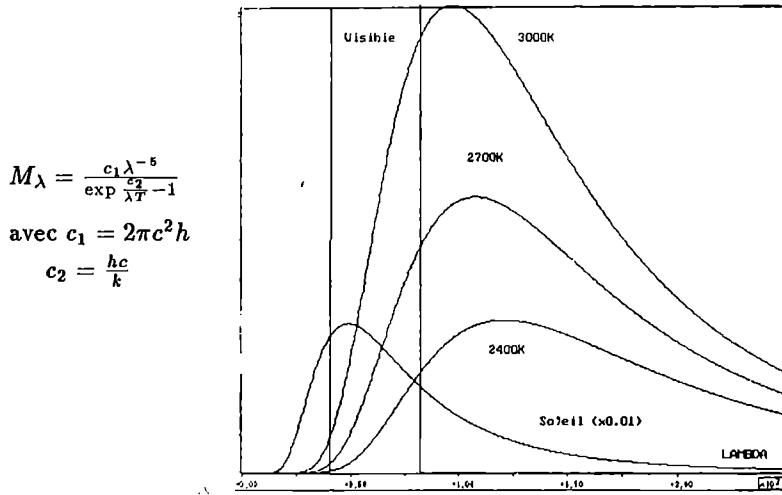


fig. 1 - Emittance spectrale du corps noir

1.1 - Lampes à filament de tungstène

Elles peuvent être conçues pour être utilisées, suivant les modèles, en 220 V (éclairage domestique) ou en basse tension (6, 12 ou 24 V). Ces dernières, dont le filament est plus gros et plus ramassé, sont préférables pour constituer une source de petite dimension. La température du filament est limitée par l'évaporation du tungstène, ce qui abrège la durée de vie et on ne dépasse guère 2 800 K.

1.2 - Lampe quartz-iode

Il s'agit également d'une lampe à filament de tungstène. La vapeur d'iode (ou d'halogène) permet une régénération du filament par formation d'iodure de tungstène qui se dissocie sur le filament à très haute température. Cela permet d'augmenter la température du filament ($3\,100\text{ K}$) sans abréger sa durée de vie et permet un rendement lumineux plus élevé que la lampe à filament ordinaire (voir fig. 1). L'ampoule doit être en quartz afin de supporter la haute température de l'enveloppe.

C'est l'élément de base de l'éclairage « halogène » et des phares « à iodé » des voitures.

Etant donné la forte puissance de ces lampes (100 W pour les lampes Leybold, 250 W dans un projecteur de diapo, jusqu'à 500 W dans un rétroprojecteur), il faut prendre des précautions quand on fait converger la lumière sur un élément absorbant (polariseur, filtre) en utilisant un verre anticalorique ou catathermique (il laisse passer le visible et arrête l'infrarouge qui transporte la plus grande partie de l'énergie).

Dans la lampe Leybold, un miroir sphérique est situé derrière l'ampoule afin de récupérer le maximum de lumière. Un réglage permet de déplacer l'ampoule latéralement afin qu'elle soit bien dans l'axe du miroir et du condenseur. Un autre réglage permet de la déplacer longitudinalement afin de modifier la convergence du faisceau à la sortie du condenseur (chap. II, fig. 24).

1.3 - Arc électrique

Pour mémoire, rappelons l'utilisation de l'arc au « charbon » (électrodes de carbone) qui est une source très intense de lumière blanche. Il présente le très sérieux inconvénient de nécessiter une alimentation particulière (120 V continu en série avec un rhéostat) et d'avoir un fonctionnement peu stable.

2 - Lampes spectrales

On utilise la lumière émise par une décharge entre deux électrodes dans un gaz ou une vapeur métallique. L'établissement de la décharge nécessite une tension élevée délivrée par un transformateur. De plus, la tension d'amorçage dépend de la pression P et passe par un minimum pour une valeur du produit $P.d$ (loi de Paschen) où d est la distance entre électrodes. Ces lampes n'atteignent leur plein régime qu'au bout de quelques minutes, quand la température de la vapeur et donc la pression ont augmenté. Si l'on éteint alors la lampe, il faut attendre son refroidissement avant de pouvoir la réamorcer (attention aux fausses manœuvres en montage) *.

Selon la pression, le spectre présente des différences :

* C'est aussi ce qui se passe dans un stade à la suite d'une très brève coupure de courant.

2.1 - Lampes basse pression (~ 1 pascal)

La luminance est faible mais les raies sont fines (largeur des raies affectée principalement par l'effet Doppler et profil de raie plutôt gaussien).

2.2 - Lampes moyenne et haute pression

La luminance augmente avec la pression mais les raies sont plus larges (longueur des trains d'onde – donc largeur des raies – affectée principalement par le libre parcours moyen des atomes entre 2 chocs, d'où un profil de raie plutôt lorentzien).

Le profil de raie de ces lampes sera étudié dans le chapitre « Interféromètre ».

Les figures 2a et 2b présentent les niveaux d'énergie du sodium et du mercure.

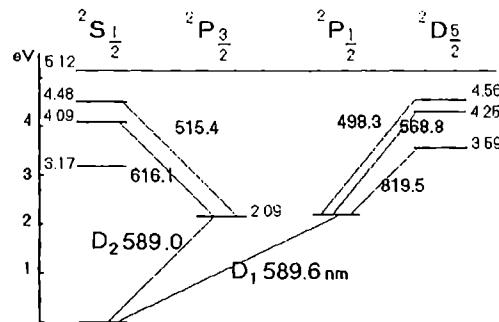


fig. 2a - Schéma des états excités du Sodium

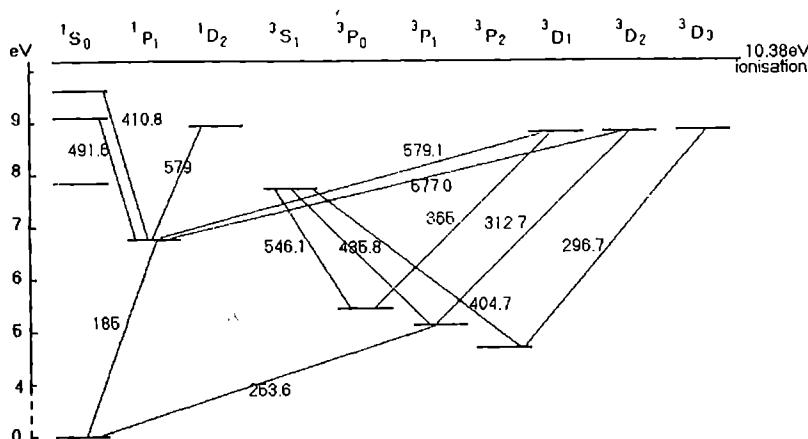


fig. 2b - Schéma des états excités du Mercure

Le tableau I donne les raies principales des lampes à vapeur de sodium, de mercure et de cadmium qui sont les plus utilisées en montage d'optique (type basse pression ou moyenne pression).

Tableau I

Vapeur	λ (nm)	Couleur	Vapeur	λ (nm)	Couleur
Sodium	589.0	Doublet	Mercure	365.0	Raie UV(a)
	589.6	Jaune		404.7	Violet
Cadmium	467.8	Bleu		435.8	Indigo
	480.0			491.6	Bleu (faible)
	508.6	Bleu – Vert		546.1	Vert
	643.8	Rouge		577.0	
				579.1	Jaune

(a) : cette raie UV excite généralement la fluorescence des papiers que l'on place sur les écrans et fait alors apparaître une raie bleutée.

2.3 - Lampes très haute pression (quelques 10^4 pascal)

Voir 4.2

3 - La source Laser

Comme son nom l'indique (light amplification by stimulated emission of radiation), son principe est basé sur l'émission stimulée ou induite et l'amplification de lumière est provoquée par une inversion de population entre 2 niveaux. La cavité Laser se présente comme un interféromètre Fabry-Pérot dont la longueur est un multiple entier de la demi-longueur d'onde émise.

On utilisera essentiellement le Laser à gaz He-Ne (l'hélium excité transfère son énergie au néon afin de réaliser l'inversion de population ; l'émission est à $\lambda = 632.8$ nm dans le néon) qui présente deux propriétés particulièrement intéressantes :

3.1 - la cohérence temporelle

Elle correspond à la très grande monochromatique de l'émission. S'il s'agit d'un Laser monomode, la longueur de cohérence L est très grande (un multiple très élevé de la longueur de la cavité) ce qui conduit à une largeur de raie $\delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2\pi L}$ que l'on caractérise plutôt par $\Delta\nu = \frac{c}{2\pi L}$ qui est de l'ordre du MHz. Même dans un Laser où plusieurs modes (2 ou 3) peuvent coexister (ce qui est le cas des Lasers utilisés dans l'enseignement), la distance entre modes est de l'ordre du GHz soit un $\Delta\lambda$ de l'ordre de 10^{-3} nm.

Voir le chapitre « Interféromètre » pour une étude quantitative des propriétés de cohérence temporelle des Lasers.

3.2 - la cohérence spatiale

Elle représente la propriété d'être une source pratiquement ponctuelle ou, ce qui revient au même (en mettant cette source au foyer objet d'une lentille), un faisceau parallèle. En fait, l'extension transversale limitée d (quelques mm à la sortie) conduit, à cause de la diffraction, à une ouverture angulaire de $\theta \approx 1.22 \frac{\lambda}{d} \approx 2 \cdot 10^{-4}$.

Lorsqu'on désire diminuer cette divergence, on est amené à utiliser un système afocal (fig. 3) afin d'augmenter d (c'est cette méthode qui a servi à envoyer un faisceau Laser sur la Lune).

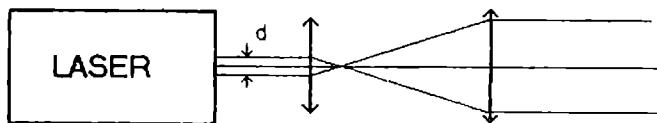


fig. 3 - Système afocal pour diminuer la divergence du faisceau

On utilise ce dispositif également pour constituer un « épurateur ». Un trou de très petite dimension placé au foyer de la première lentille permet de « nettoyer » le faisceau de divers défauts. Le positionnement du trou est très critique et demande une mécanique de précision permettant des micro-déplacements. Certaines expériences de diffraction gagnent en qualité à être réalisées avec un épurateur.

3.3 - Structure transversale gaussienne du faisceau

En réalité, le faisceau Laser possède, dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation, une répartition d'intensité gaussienne. On le caractérise alors par son « waist » w_0 qui représente le demi-diamètre minimal du faisceau dans le plan où l'onde est plane.

$$I(r) = I_0 e^{-\frac{r^2}{w_0^2}}$$

On montre alors qu'à une distance z , l'onde est sphérique (fig. 4) de rayon de courbure $R(z)$ et de profil gaussien $w(z)$ avec

$$R(z) = z \left(1 + \frac{z_0^2}{z^2}\right)$$

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}}$$

z_0 est le paramètre confocal du faisceau $z_0 = \pi w_0^2 / \lambda$.

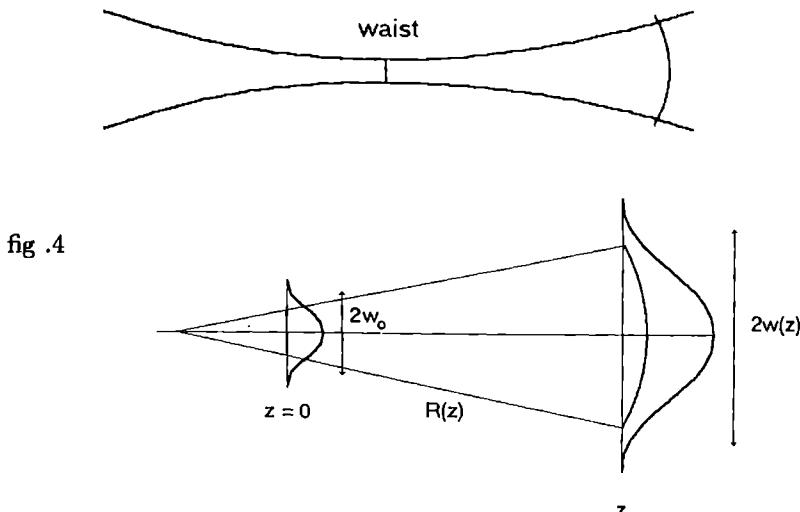


fig .4

Numériquement, le faisceau reste « focalisé » sur une distance de l'ordre de z_0 soit plusieurs mètres (pour $w_0 = 1 \text{ mm}$). A grande distance, on retrouve une ouverture angulaire de $\theta = \lambda/\pi w_0$ soit à peu près la moitié de ce que donnerait un faisceau d'intensité constante sur un diamètre $d = 2w_0$.

La structure gaussienne a comme conséquence que les formules de conjugaison des lentilles ne sont pas tout à fait celles de l'optique géométrique. Les écarts sont difficiles à mettre en évidence sans dispositifs de grande précision.

Les Lasers utilisés dans l'enseignement ont une puissance de quelques mW mais, à cause de leur cohérence spatiale, cette puissance faible peut être déposée sur une surface très petite et conduit donc à une densité d'énergie très élevée : ne jamais mettre son œil sur le faisceau, sous peine de destruction de quelques cellules de la rétine.

Les premiers Lasers He-Ne étaient polarisés car les miroirs de la cavité étaient extérieurs à l'enceinte amplificatrice et, pour que la transmission sur les extrémités de l'enceinte soit égale à 1, les fenêtres de celle-ci étaient disposées sous incidence brewsterienne. Dans les Lasers plus récents, ce sont les miroirs qui servent également de fenêtres et le faisceau n'est plus polarisé (en fait, on verra au chapitre IV,3.3 que ce n'est vrai qu'en moyenne car chaque mode est polarisé rectilignement).

On trouve également maintenant un Laser HeNe qui émet dans le Vert ($\lambda = 543 \text{ nm}$).

3.4 - Autres Lasers

Il existe bien d'autres types de Lasers ; citons :

- le Laser à Argon de forte puissance dans le vert (488 et 514 nm) ;
- le Laser à CO^2 dans l'infrarouge et de très forte puissance ;
- le Laser à colorant (dye) de longueur d'onde réglable dans une plage (par exemple de 500 à 600 nm) ;
- le Laser au Néodyme de très forte puissance ;
- le Laser semi-conducteur (diode Laser).

3.5 - Diode LASER

Il s'agit d'une diode électroluminescente (LED) dans laquelle on arrive à réaliser une inversion de population. La monochromatique de la diode Laser est nettement moins bonne (de l'ordre du nm) que celle du Laser He-Ne et elle varie assez rapidement en fonctionnement (effet de la température). La divergence angulaire du faisceau à la sortie du composant est très grande (plusieurs degrés dans une direction, plus de 10° dans l'autre) en raison de la diffraction par la section rectangulaire de la zone active. Une lentille très convergente réglable en position permet cependant d'obtenir un faisceau à peu près parallèle.

Ce Laser a l'avantage de fonctionner avec de faibles tensions d'alimentation (≈ 10 V), d'être peu encombrant et il peut être modulé en intensité facilement. Le matériau de base est Ga As (émission dans le rouge 650-800 nm) ou Ga In (émission dans le proche IR). Il est utilisé pour la lecture des disques compacts numériques ou des codes-barres. Il peut également servir pour les montages d'optique lorsqu'une grande cohérence temporelle n'est pas nécessaire mais son intensité lumineuse est assez faible (la sensibilité de l'œil est très réduite à 700 nm).

4 - Autres sources

4.1 - Tube fluorescent

Bien que non utilisé en montage d'optique, il constitue un moyen d'éclairage très intéressant. Il s'agit d'un tube à décharge dans le mercure mais les raies UV (en particulier la raie de résonance à 254 nm) excitent une couche fluorescente (appelée phosphor) formée d'un mélange de composés (assez complexes, silicates ou alumino-silicates, par exemple $CaSiO_3$, activés par des ions antimoine, manganèse ou de terres rares - terbium, europium) déposée sur la surface intérieure du tube. Le spectre émis (fig. 5) est un spectre à peu près continu auquel se superposent les raies visibles de Hg.

Expérience : enregistrer avec un monochromateur (voir chapitre VI « Spectroscopie ») le spectre d'un tube fluorescent.

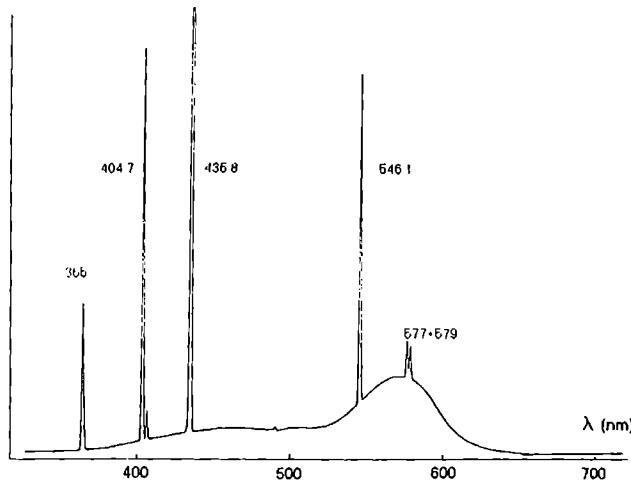


fig. 5 - Spectre d'un type courant de tube fluorescent enregistré avec un PM à réponse de type D (voir chap. X)

Selon la composition de la couche fluorescente, les fabricants proposent différents tubes qui « rendent » plus ou moins les couleurs.

Une très mauvaise habitude (pour des raisons historiques *) consiste à appeler ces tubes des « néons ». En fait, il n'y a pas de néon dans ces tubes (ou très peu ; en plus de la vapeur de mercure, il y a seulement un peu d'argon pour faciliter l'amorçage**) et on ne doit utiliser que l'expression « tube fluorescent » .

* Historiquement, les premiers tubes à décharge étaient au néon (Claude) mais ils donnent une lumière rouge et ne sont utilisés que pour les enseignes lumineuses.

** On utilise le plus souvent le dispositif d'amorçage par starter (fig. 6) :

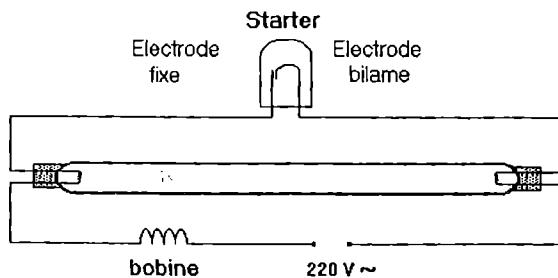


fig. 6 - Amorçage des tubes fluorescents

Le starter est une ampoule contenant du néon et deux électrodes voisines. A la mise sous tension, la décharge s'amorce dans le néon, chauffe le bilame qui vient au contact de l'électrode fixe ; le courant qui passe alors dans les électrodes de la lampe élève leur température. Les électrons émis par les électrodes provoquent l'ionisation de l'atmosphère de la lampe. Pendant ce temps, le starter se refroidit et le bilame coupe le circuit, ce qui fait apparaître, grâce à la bobine (application intéressante de l'auto-induction !), une surtension passagère qui amorce la décharge dans le mercure. La tension aux bornes de la lampe se stabilise à une valeur (< 80 V) insuffisante pour amorcer à nouveau la décharge dans le starter. L'ensemble de ces opérations ne demande que quelques secondes.

4.2 - Lampes à décharge très haute pression

Ces lampes (utilisées dans l'éclairage urbain, industriel et sportif) se caractérisent par l'apparition de nouvelles raies (correspondant au peuplement de niveaux supérieurs) et des raies tellement larges que le spectre est presque continu. On observe même des raies d'absorption dues à la partie périphérique de l'ampoule qui est à température inférieure (c'est le cas de l'éclairage par lampes au sodium). Les plus utilisées sont les lampes à vapeur de sodium (lumière dorée) et celles à vapeur de mercure et iodures métalliques (bon rendu des couleurs).

5 - Lumière monochromatique

Lorsqu'il est nécessaire de faire les expériences en monochromatique, plusieurs méthodes peuvent être utilisées selon le degré de monochromaticité désiré :

5.1 - Source monochromatique

C'est le cas du Laser et de certaines lampes à décharge :

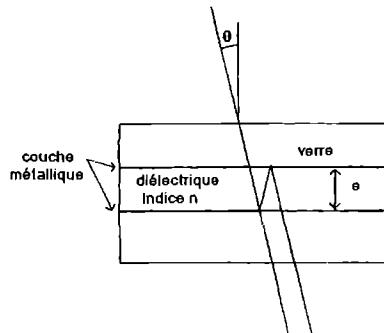
– la lampe à vapeur de sodium émet essentiellement un doublet jaune ($\Delta\lambda = 0.6$ nm) qui peut être considéré comme une raie unique (sauf quand l'ordre d'interférence devient élevé).

– la lampe à vapeur de mercure émet plusieurs raies mais on peut en isoler une (en particulier la raie verte à 546 nm) avec un filtre interférentiel (et même avec certains filtres colorés) ; la largeur de la raie transmise est celle de la raie initiale si le filtre a une bande passante plus large, ce qui est généralement le cas.

5.2 - Filtres interférentiels

Ils sont basés sur des phénomènes d'interférence entre les faisceaux réfléchis et transmis par les deux faces d'une couche mince comme dans un interféromètre de Fabry-Pérot (fig. 7). La structure est parfois plus complexe (présence de filtres de « blocage » afin d'éliminer des zones secondaires, filtres à plusieurs cavités) et on peut ainsi avoir des bandes passantes étroites et, par un traitement de surface, obtenir une transmission suffisante.

fig. 7
Principe d'un filtre interférentiel



Attention : ces filtres doivent être disposés perpendiculairement au faisceau incident sinon la longueur d'onde transmise est plus courte (différence de marche $\delta = k\lambda = 2ne \cos \theta$) ; ils doivent donc être aussi utilisés en lumière à peu près parallèle.

La courbe (fig. 8a) donnée par le fabricant indique la bande passante (en général quelques nm) et le taux de transmission pour la longueur d'onde du filtre. On trouve, dans les catalogues des fabricants, des filtres dont les valeurs correspondent aux raies du mercure ce qui permet d'isoler une longueur d'onde.

5.3 - Filtres colorés

Ces filtres en verre coloré ou en gélatine sont basés sur l'absorption de molécules organiques et ont une bande passante large (fig. 8b). Ils peuvent être suffisants dans certains cas (mise en évidence des aberrations chromatiques par exemple) mais il est indispensable d'utiliser des filtres interférentiels lorsqu'il faut définir une longueur d'onde avec précision.

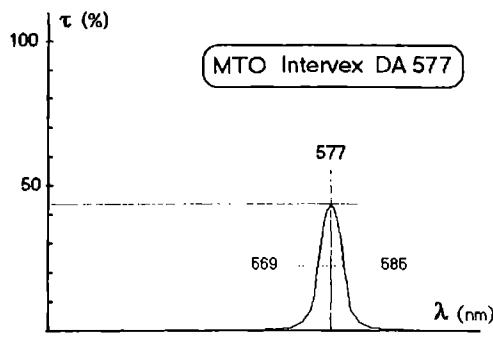


fig. 8a - Filtre interférentiel

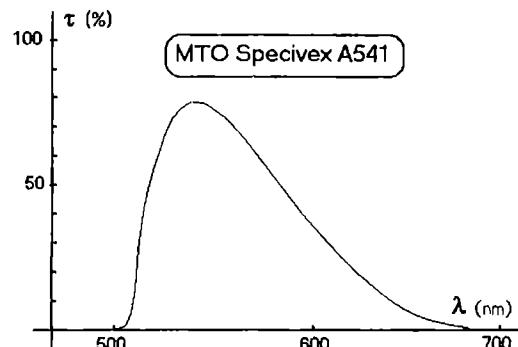


fig. 8b - Filtre coloré

CHAPITRE II

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE

1 - Lentilles minces

1.1 - Conditions de Gauss

Ces conditions sont :

- des rayons peu inclinés par rapport à l'axe ;
- des rayons passant au voisinage du centre des lentilles ;
- c'est-à-dire que l'on se limite aux rayons paraxiaux.

Les lentilles vérifient alors les conditions approchées de **stigmatisme** (l'image d'un point de l'axe est un point) et d'**aplanétisme** (stigmatisme réalisé également pour un point voisin de l'axe).

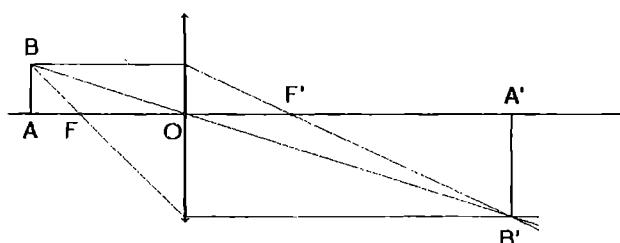
1.2 - Relations de conjugaison

Une lentille sépare l'espace en 2 régions : l'espace objet situé avant la lentille et l'espace image situé après. La relation de conjugaison avec origine au sommet s'écrit

$$\frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA} = \frac{1}{OF'}$$

Le grandissement s'écrit $\gamma = \frac{OA'}{OA}$

fig. 1



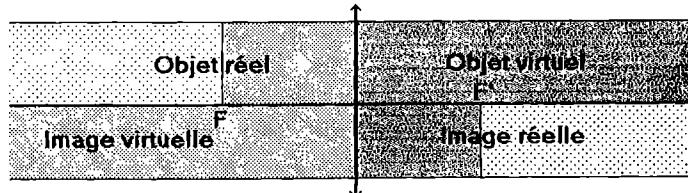
Les distances sont comptées algébriquement en prenant le sens de la lumière. OF' est la distance focale (image) appelée f ; elle est positive pour une lentille convergente, négative pour une lentille divergente.

Lorsque l'objet se trouve dans l'espace objet, il est réel ; sinon il est dit virtuel. De même, si l'image est dans l'espace image, elle est réelle (on peut l'observer sur un écran) ; sinon, elle est virtuelle.

Limitons-nous à l'étude des lentilles convergentes $f > 0$ et étudions la position de l'image d'un objet réel que l'on déplace depuis l'infini jusqu'à la lentille.

L'image de l'objet à l'infini est dans le plan focal image ($\overline{OA'} = p' = f$). En rapprochant cet objet réel de la lentille, l'image réelle s'éloigne du foyer image. Lorsque l'objet est dans le plan focal objet ($\overline{OA} = p = -f$), l'image est à l'infini. Lorsque l'objet est situé entre le foyer objet et la lentille, l'image est virtuelle ($p' < 0$) et on ne peut plus l'observer sur un écran (mais elle peut servir d'objet réel pour une lentille placée en aval de la précédente ou pour l'œil). Pour toute valeur de $p > 0$ (objet virtuel), l'image est réelle ($0 < p' < f$). La correspondance Objet-Image est représentée sur la figure 2.

fig. 2



Il faut retenir essentiellement que :

- lorsqu'on projette l'image d'un objet sur un écran éloigné (par exemple $OA' = 2$ ou 3 m avec $OA' \gg f$) l'objet est proche du foyer objet. Le grossissement est donc presque inversement proportionnel à la distance focale ;
- la distance minimale objet-écran pour avoir une image nette est $4f$.

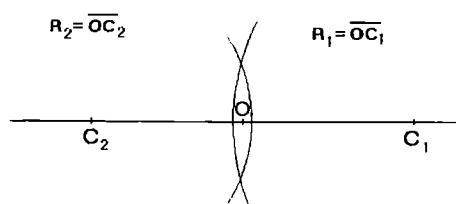
1.3 - Aberrations chromatiques

La distance focale d'une lentille dépend de l'indice du verre :

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

où R_1 et R_2 sont les rayons de courbure algébriques des faces (fig. 3).

fig. 3



La dispersion du verre (c'est-à-dire la valeur non nulle de $\frac{dn}{d\lambda}$) fait que la distance focale dépend de la longueur d'onde. La position et la taille de l'image d'un objet dépendent donc de λ ce qui conduit à une image légèrement irisée, l'irisation se manifestant surtout dans les régions contrastées.

Expériences :

1 - Utiliser un dispositif du commerce (Pierron, Leybold, Didalab) permettant de visualiser le foyer d'une lentille cylindrique (fig. 4). L'interposition d'un filtre coloré montre que la distance focale est plus courte pour le bleu que pour le rouge.

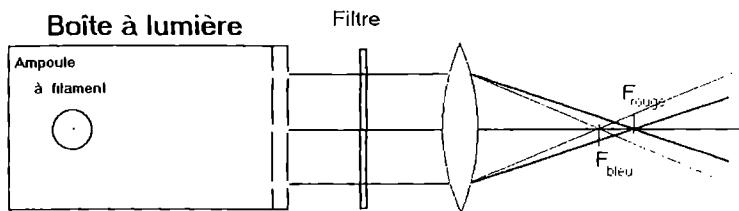


fig. 4

2 - Éclairer un petit trou au moyen d'une lampe Q-I et former l'image de ce trou avec une lentille de grand diamètre. Suivant la position de l'écran la tache lumineuse est bordée de rouge (a) ou de bleu (b).

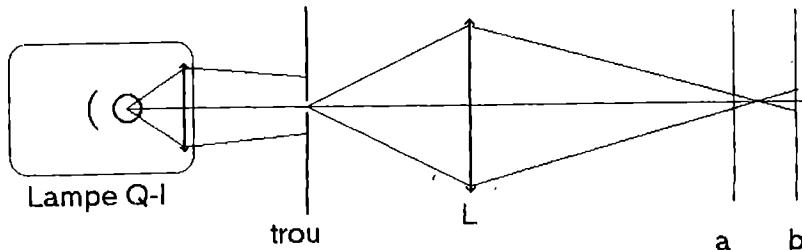


fig. 5

Conséquence : lorsqu'on fait converger la lumière blanche d'une lampe Q-I sur un trou au moyen du condenseur (non achromatique), il est fréquent d'observer, si le trou est très petit, une coloration du faisceau émergent qui dépend de la position du trou.

3 - Même dispositif que la fig. 5 mais la lentille L est masquée au centre par un écran opaque circulaire (papier noir) de façon à ne l'utiliser que sur une couronne externe de 1 cm de large : le spectre circulaire obtenu en a ou b est spectaculaire.

Correction de cette aberration :

Par l'association de 2 lentilles, l'une convergente, l'autre divergente (avec une somme des vergences qui reste positive), de verres différents (crown et flint : n différents et surtout $\frac{dn}{d\lambda}$ très différents), on constitue un doublet achromatique : la vergence prend la même valeur pour 2 longueurs d'onde et garde donc une valeur pratiquement constante sur tout le spectre.

2 - Aberrations géométriques

2.1 - Généralités

L'utilisation courante des instruments d'optique se fait le plus souvent dans des conditions assez éloignées des conditions de Gauss : images de grande dimension et pupilles de grande ouverture.

Les écarts produits par rapport aux conditions de Gauss sont appelés aberrations géométriques.

Considérons un objet AB et son image de Gauss $A'B'$. Un rayon quelconque venant de B ne coupe plus le plan de front ($A'y'z'$) en B' mais en B^* (fig. 6).

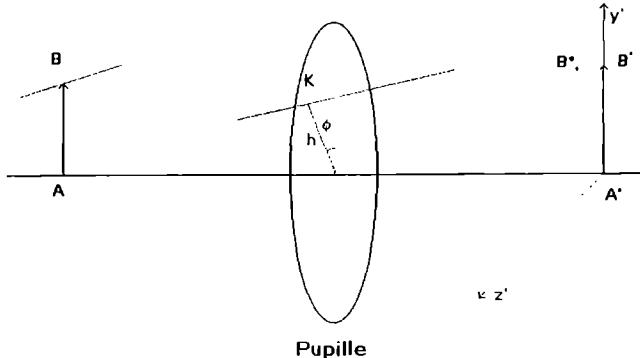


fig. 6 - Paramétrage des aberrations géométriques

Les composantes (dy' , dz') dépendent du rayon considéré que l'on caractérise par y' et par les coordonnées du point K (h, ϕ) situé dans le plan du diaphragme limitant les rayons utiles (pupille).

Il est intéressant de développer $B'B^*$ en fonction des puissances croissantes de h et y' . L'ordre 1 est nul (c'est la définition des rayons paraxiaux donnant l'image de B en B'). L'ordre 2 est nul par raison de symétrie et il reste d'abord le troisième ordre :

$$B'B^* = C_3 h^3 + C_{21} h^2 y' + C_{12} h y'^2 + C_0 y'^3$$

Chacun de ces termes correspond à un effet particulier et la nomenclature est la suivante :

<i>CORRECTIONS</i>	<i>ABERRATIONS</i>
$C_3 h^3$	aberration sphérique
$C_{21} h^2 y'$	coma
$C_{12} h y'^2$	astigmatisme et courbure de champ
$C_0 y'^3$	distorsion

Les expériences qui suivent permettent d'illustrer ces différents termes.

2.2 - Aberration sphérique et caustique

2.2.1 - Aberration longitudinale principale

Cet effet est lié à la courbure des lentilles. Retenir que pour une lentille convergente, les rayons passant près des bords (rayons marginaux) sont plus convergents que les rayons paraxiaux.

Il existe dans le commerce des dispositifs permettant de vérifier cet effet (voir fig. 4). Nous proposons ici un montage avec un Laser.

On commence par réaliser un pinceau lumineux (fig. 7a)

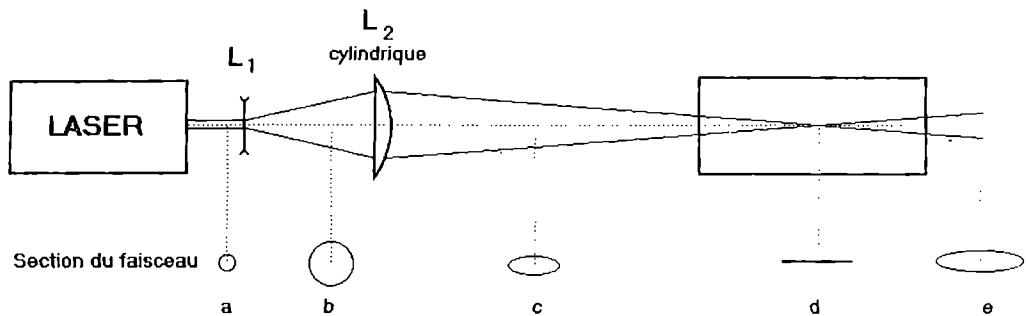


fig. 7a

La première lentille L_1 (vergence ± 20 dioptres) permet d'ouvrir le faisceau Laser tout en gardant la symétrie axiale. Ensuite, on utilise la propriété de la lentille cylindrique de ne focaliser que suivant une direction. Sur la partie inférieure de la fig. 7a est représentée la forme du faisceau lumineux que l'on observerait sur un écran perpendiculaire placé en différents points.

En agissant sur la distance de la lentille cylindrique L_2 à la source S (virtuelle si L_1 est divergente), on peut obtenir, à une distance de l'ordre de 2 m (en D), un « pinceau » suffisamment plat (la section du faisceau est alors un segment lumineux d) pour donner sur l'écran orienté en direction des spectateurs un « rayon » lumineux très bien défini.

Ensuite, en plaçant un réseau peu dispersif (50 traits/mm par exemple) derrière L_2 , on obtient en D plusieurs pinceaux à peu près parallèles. On place ensuite une lentille cylindrique très convergente (par exemple un demi-cylindre) en D et on met en évidence le fait que les rayons marginaux convergent en avant de l'image produite par les rayons paraxiaux (fig. 7b).

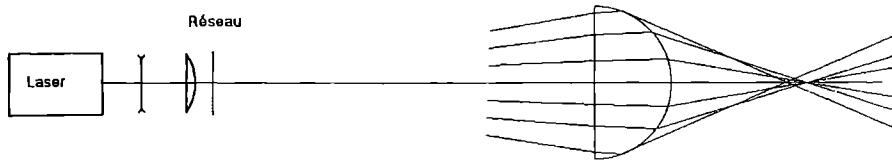


fig. 7b

Remarques

– Si l'on ne dispose pas de lentille L_2 cylindrique, on peut utiliser une lentille convergente normale ($f \approx 20\text{cm}$) mais en l'inclinant très fortement sur le faisceau issu de L_1 (voir plus loin 2.4 - astigmatisme). On réglera les distances pour que la section du faisceau en D ait la forme indiquée en d (fig. 7a).

– La lentille L_1 peut être divergente ou convergente (dans ce cas, le faisceau diverge après le point de convergence).

On appelle ALP (aberration longitudinale principale) la distance entre les points de convergence des rayons paraxiaux et des rayons extrêmes. Avec une lentille plan-convexe, l'ALP dépend fortement du sens d'utilisation de la lentille. Les valeurs du tableau sont établies avec un faisceau incident parallèle et l'image paraxiale se trouve donc à ce que l'on appelle le foyer image.

LENTEILLE	ALP
biconvexe symétrique	d
plan – convexe	$2.70d$
convexe – plan	$0.70d$
biconvexe ($R, 6R$)	$0.64d$

La lentille convexe-plan est pratiquement aussi bonne que la lentille dite « de meilleure forme » .

Retenir que cette aberration croît très vite avec les angles d'incidence des rayons en chaque point du dioptre. On a donc intérêt à répartir les défauts sur les 2 faces de la lentille ce qu'indique la figure 8a (convexe-plan) à comparer avec 8b (plan-convexe). Dans le premier cas, les angles entre les rayons et les normales n et n' restent limités ; dans le deuxième cas, si l'angle d'incidence est nul, l'angle d'émergence est très important et entraîne une forte aberration.

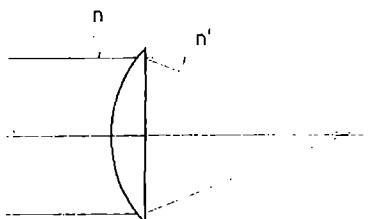


fig. 8a

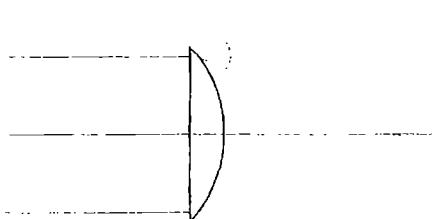
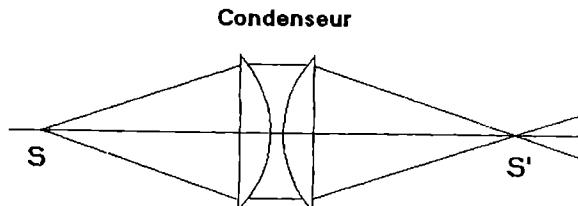


fig. 8b

Cela explique aussi la constitution fréquente des condenseurs en 2 lentilles plan-convexe, faces bombées en regard (fig. 9).

fig. 9



2.2.2 - Caustique

L'expérience peut se réaliser (ainsi que les suivantes) avec une lampe quartz-iode : on fait converger la lumière sur un trou source et on place un filtre coloré afin d'éliminer l'aberration chromatique. On place ensuite la lentille d'étude L_3 .

Nous proposons ici d'utiliser un Laser, qui permet de faire une étude très propre et précise des aberrations.

Les 2 premières lentilles permettent d'ouvrir le faisceau Laser (une seule peut être suffisante si elle est assez convergente ou divergente). On forme donc un point source qui « éclaire » toute la surface de la lentille L_3 de 15 cm de focale et de 10 cm de diamètre (fig. 10).

Suivant l'emplacement de l'écran, on observe la structure du faisceau après la lentille :

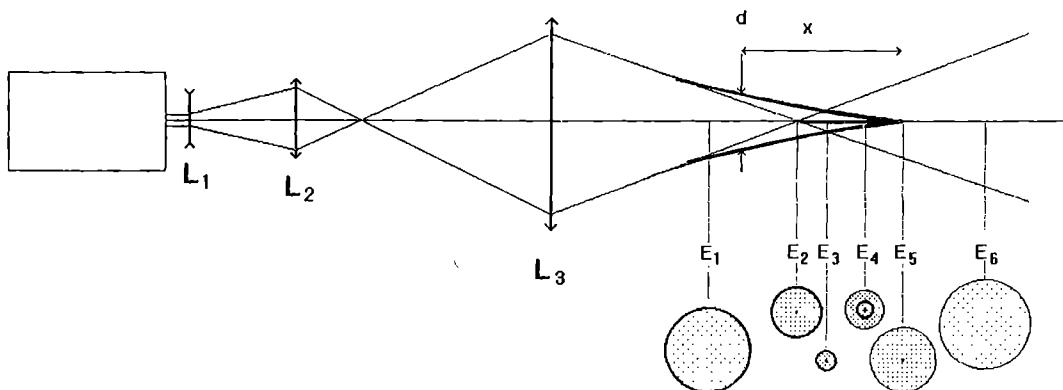


fig. 10 - Aberration sphérique et caustique

- E₁ : anneau extérieur plus lumineux que l'intérieur ;
- E₂ : il apparaît en plus un pont lumineux au centre ;
- E₃ : anneau de taille minimale ;
- E₄ : un point brillant au centre, un anneau brillant et une tache extérieure ;
- E₅ : une tache lumineuse et un point brillant au centre (image paraxiale) ;
- E₆ : une tache lumineuse de grand diamètre sans centre brillant.

L'anneau lumineux observé de E₁ à E₅ est la section de la nappe tangentielle. Le centre brillant observé de E₂ à E₅ est la section de la nappe sagittale. L'aberration longitudinale principale est la distance entre E₂ et E₅.

L'ensemble de ces deux surfaces s'appelle la caustique.

On peut également montrer que le diamètre d de la nappe tangentielle varie en fonction de la distance x à l'image paraxiale en

$$d = kx^{\frac{3}{2}}$$

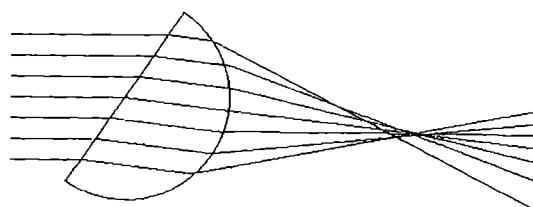
On réduit l'aberration sphérique en accolant une lentille convergente et une lentille divergente (objectifs de Clairaut). En utilisant des verres différents (lentille convergente en Crown et lentille divergente en Flint), il est possible de réduire du même coup les aberrations chromatiques.

2.3 - Coma

On envisage maintenant un point source légèrement en dehors de l'axe optique de la lentille et qui envoie un faisceau de grande ouverture.

Sur le dispositif de la figure 7b, on voit la marche des rayons quand on incline un peu la lentille cylindrique (fig. 11) :

fig. 11



Dans le dispositif de la figure 10, on place l'écran en E_5 et on diaphragme un peu la lentille L_3 que l'on incline légèrement. Le point brillant de l'image paraxiale se décentre par rapport à la tache lumineuse et l'ensemble prend l'aspect d'une tache allongée, terminée en pointe brillante, en forme de comète, que l'on appelle **coma** (fig. 12). L'importance de l'effet augmente rapidement avec l'inclinaison de la lentille.

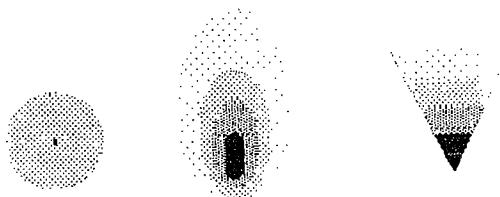


fig. 12 - Coma

2.4 - Astigmatisme

Si l'inclinaison est suffisante, la tache prend l'aspect d'un segment de droite (droite focale **sagittale**) perpendiculaire à l'axe de rotation de la lentille.

On déplace alors l'écran du côté de la lentille et on trouve une autre position pour laquelle la tache est un segment de droite cette fois parallèle à l'axe de rotation (droite focale **transverse**) donc perpendiculaire à la focale sagittale.

Entre ces deux positions, se trouve une section sensiblement circulaire que l'on appelle **cercle de moindre diffusion**.

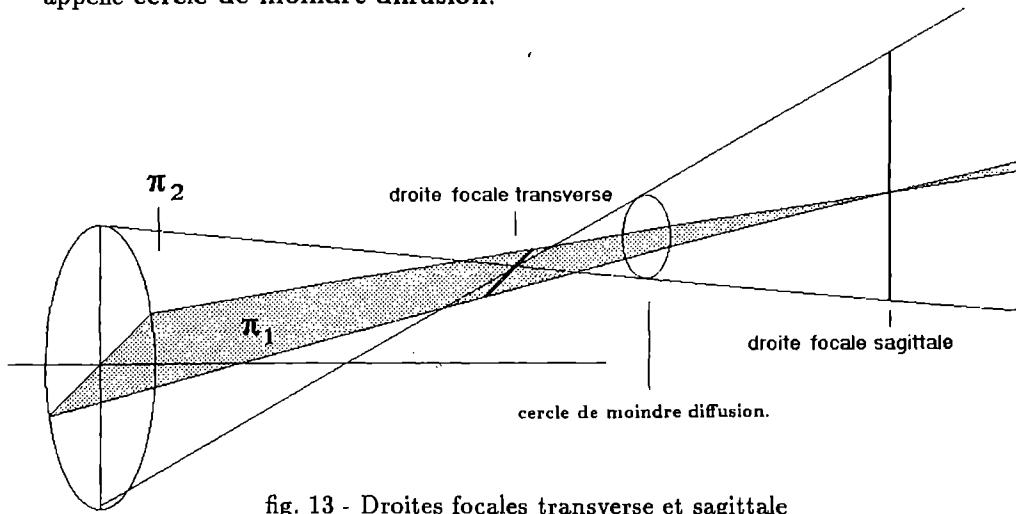


fig. 13 - Droites focales transverse et sagittale

On peut dire que la lentille présente deux convergences différentes selon le plan que l'on envisage : dans le plan π_1 , la convergence est celle de la lentille sphérique normale ; dans le plan π_2 , la convergence est plus forte et « l'image » se forme en avant. La distance entre ces 2 focales caractérise l'**astigmatisme**. Le cercle de moindre diffusion situé entre ces focales n'est donc pas généralement situé dans le plan de front de l'image paraxiale : on a **courbure de champ**. Par un choix des rayons de courbure des faces de la lentille, il est possible de corriger cette courbure de champ ; on dit alors qu'il y a **planéité du champ** (à ne pas confondre avec l'**aplanétisme**).

Une lentille cylindrique est naturellement astigmate, puisque sa convergence est différente selon le plan envisagé (fig. 14).

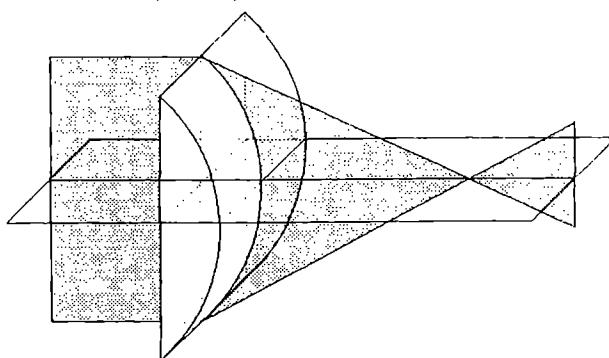


fig. 14 - Lentille cylindrique

2.5 - Distorsions

Ce défaut en y'^3 s'observe avec une très faible ouverture mais des points source très éloignés de l'axe optique.

Expérience : faire l'image en lumière blanche (éventuellement avec un filtre) d'une grille de dimension 5 cm x 5 cm (**précédée de dépoli ***) au moyen d'une lentille de grand diamètre (10 cm) diaphragmée au voisinage de son centre optique. Le grandissement est indépendant de la distance à l'axe et l'image est homothétique de l'objet (fig. 15a).

Si l'on déplace le diaphragme en avant de la lentille, l'image observée n'est plus homothétique et on observe une **distorsion en bâillet** : le grandissement est plus faible pour les points éloignés (fig. 15b). Inversement, si le diaphragme est après la lentille, la distorsion est en **cousinet** (fig. 15c). Les figures montrent la raison de cette distorsion : l'image du point B n'est pas formée par des rayons passant par le centre de la lentille (rayons qui donneraient l'image en B') mais par des rayons marginaux pour lesquels la lentille est trop convergente et qui arrivent sur le plan de l'écran en B_1 ou B_2 suivant le cas.

* Le rôle du dépoli est de faire que chaque point de l'objet émette de la lumière sur toute la surface de la lentille

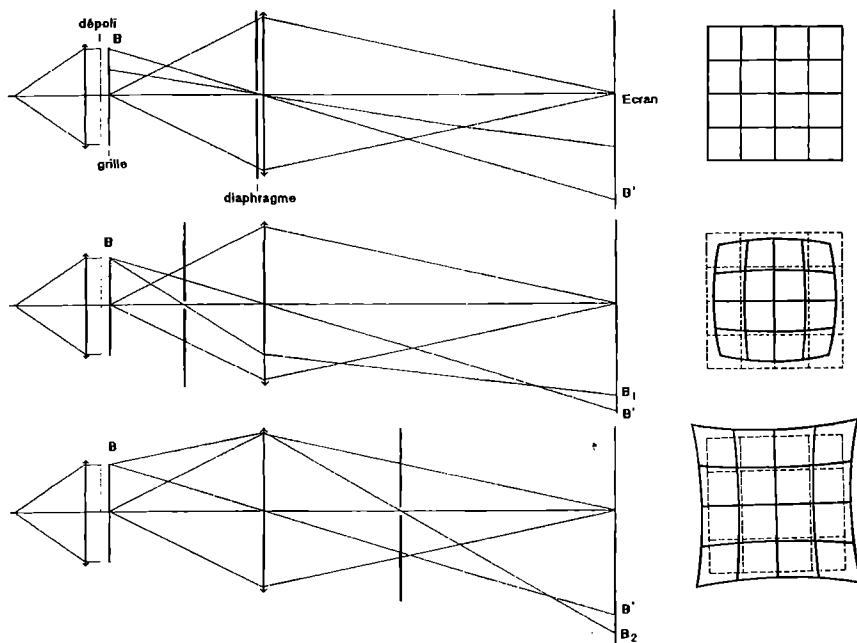


fig. 15 - Distorsions

Généralement, on ne cherche pas intentionnellement à créer de la distorsion en plaçant un diaphragme comme précédemment, mais celle-ci est créée lorsqu'on utilise une source ponctuelle pour faire l'image d'un objet étendu car c'est alors l'image de la source qui joue le rôle de pupille limitante (fig. 16). On minimise la distorsion en faisant l'image de la source sur la lentille de projection.

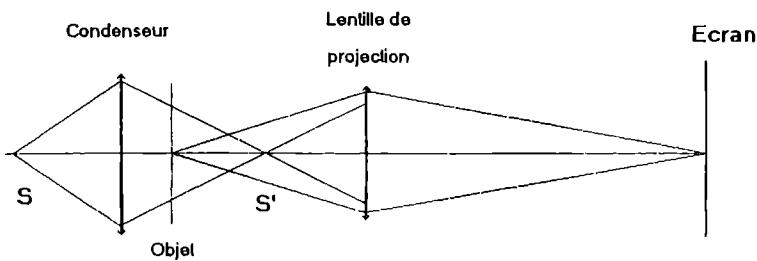
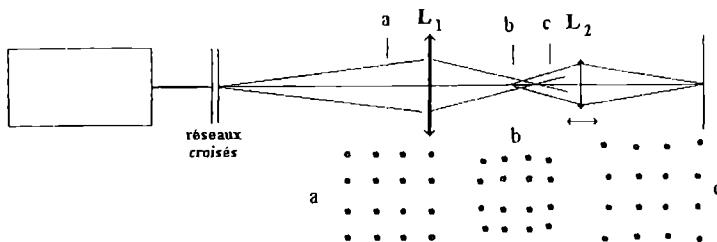


fig. 16 - Distorsion due à la position de l'image de la source

2.6 - Autre façon de mettre en évidence l'ensemble de ces aberrations

Avec un faisceau Laser suivi de 2 réseaux (50 traits/mm) croisés, on constitue un ensemble de faisceaux (fig. 17) dont l'intersection avec un plan perpendiculaire à l'axe forme des taches régulièrement disposées suivant un motif carré (a). Si l'on fait converger ces faisceaux avec une lentille L_1 de grand diamètre, ce quadrillage est déformé en forme bâillet (en b) ou coussinet (en c). La raison en est toujours la trop forte convergence pour les rayons marginaux. On peut agrandir le phénomène avec une lentille L_2 de projection de courte focale.

fig. 17



Si l'on incline la lentille, on voit les phénomènes de coma puis d'astigmatisme (on voit d'ailleurs que le phénomène est plus complexe que cette première classification).

3 - Techniques de projection

3.1 - Projection d'un objet étendu

De l'ensemble de ces considérations, on peut tirer quelques règles pour former l'image d'un objet étendu. Nous n'envisagerons ici que les objets d'amplitude dont la transparence dépend d'un point à l'autre ; les objets de phase (objets transparents dont l'épaisseur optique est variable) seront traités lors de l'étude de la stroboscopie (voir chapitre « Diffraction »).

Pour faire l'image d'un objet, il faut que :

- cet objet soit éclairé par une source lumineuse ;
- la lumière qui a traversé l'objet passe dans la lentille de projection qui en fait l'image (c'est-à-dire le conjugué) sur l'écran.

Dans la figure 18a, on voit que la plus grande partie de la lumière ayant traversé l'objet n'est pas récupérée par la lentille de projection ; la partie visible de l'objet sera donc très réduite.

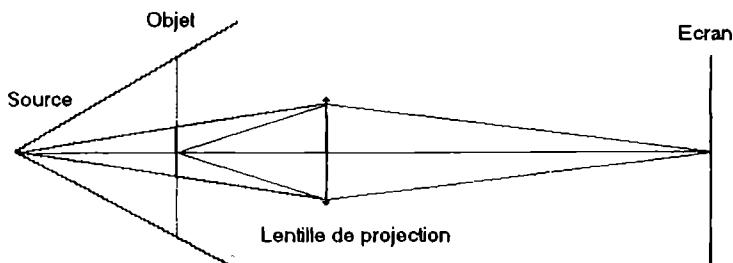


fig. 18a - Mauvaise projection

On place alors une lentille de grande dimension devant l'objet (fig. 18b) : cette fois, on récupère toute la lumière qui a traversé l'objet. Cette première lentille s'appelle un condenseur. On voit que l'étendue maximale de l'objet qui peut être projetée est la taille du condenseur lorsque l'objet est contre celui-ci.

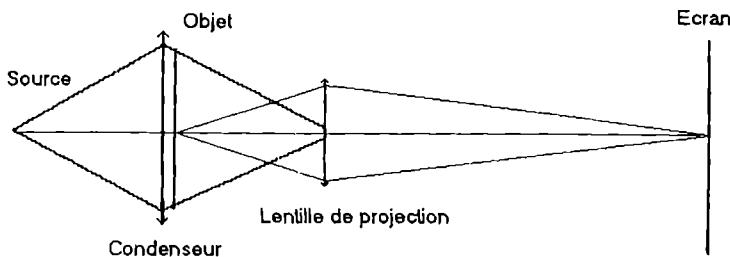


fig. 18b - Bonne projection

Afin de minimiser les aberrations géométriques et chromatiques, il faut :

- utiliser une lentille de projection de bonne qualité, c'est-à-dire au minimum un doublet achromatique. Un objectif de projection plus élaboré peut également minimiser les aberrations géométriques ;
- faire converger la lumière issue de la source au voisinage du centre de cette lentille de projection au moyen d'un condenseur.

Pour résumer :

- placer l'objet contre (ou presque *) le condenseur de la lampe. Ce condenseur n'a pas besoin d'être de grande qualité optique (présence d'aberrations chromatiques et géométriques) puisqu'il n'intervient pas dans la conjugaison objet-écran ; ses seules qualités sont d'être de dimension au moins égale à l'objet et d'être assez convergent ;
- utiliser une lentille de bonne qualité (et souvent de petite dimension) pour réaliser la conjugaison objet-écran. Généralement, l'écran est assez éloigné (2 m par exemple) et le grossissement est presque inversement proportionnel à la distance focale de la lentille de projection. Suivant le grossissement désiré, on utilisera donc une lentille entre 10 et 25 cm de distance focale ; une valeur de 16 ou 20 cm étant souvent convenable ;
- agir sur la distance source-condenseur pour faire converger la lumière issue de la source sur la lentille de projection (ou au voisinage) afin de récupérer toute la lumière ayant traversé l'objet.

* Si le condenseur présente des défauts (poussière, rayures), on risque d'en former les images en même temps que celle de l'objet. Eloigner un peu l'objet du condenseur.

Remarque : c'est exactement ce qui est réalisé dans un projecteur de diapositives et dans un rétroprojecteur. Dans ce dernier, le condenseur est la lentille de très grande dimension (lentille à échelons de Fresnel) sur laquelle on pose le document à projeter.

3.2 - Projection d'un spectre

La méthode est la même que précédemment. L'objet est cette fois une fente dont on fait une image de bonne qualité sur l'écran. On place ensuite l'élément dispersif après la lentille de projection (fig. 19). Comme on fait converger la lumière de la source au voisinage de la lentille (au moyen du condenseur), l'élément dispersif est également près de l'image de la source et il ne doit pas diaphragmer la lumière ; retoucher éventuellement un peu le condenseur si c'est le cas (on fait alors converger un peu après la lentille).

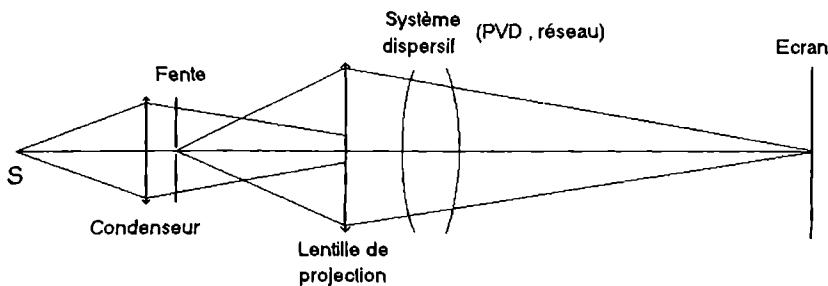


fig. 19 - Projection d'un spectre

L'élément dispersif peut être un prisme ou un réseau. Le réseau présente l'avantage de donner un spectre « normal » c'est-à-dire approximativement linéaire (déviation proportionnelle à la longueur d'onde). Le prisme est en général plus lumineux, mais comme il introduit une déviation du faisceau, on utilise plutôt un **prisme à vision directe** qui, par une association judicieuse de 3 prismes de verres différents (fig. 20), fournit une forte dispersion mais une déviation moyenne nulle. Sa dispersion n'étant pas linéaire (le violet est beaucoup plus étalé que le rouge), on utilisera surtout le prisme lorsqu'il n'est pas nécessaire de faire une mesure de longueur d'onde ou pour les spectres continus ou cannelés.

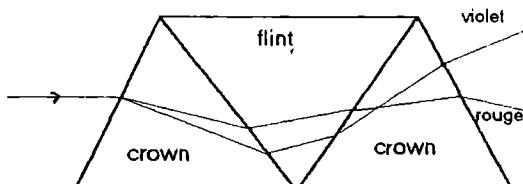


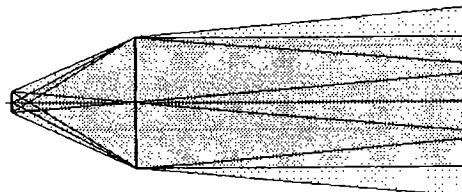
fig. 20 - Prisme à vision directe

Remarque : une étude précise (voir « Diffraction ») montre que l'élément dispersif doit être utilisé en lumière parallèle mais le montage proposé est suffisant (et plus simple à réaliser) à condition de projeter sur un écran assez éloigné (2 m par exemple) et de placer l'élément dispersif **après** la lentille de projection.

4 - Obtention d'un faisceau de lumière parallèle

Il faut d'abord préciser qu'un faisceau parallèle n'est de section constante que si la source qui le crée est ponctuelle. Donc, à moins d'utiliser un trou source très petit, un faisceau parallèle aura en fait une section qui augmente avec la distance (fig. 21).

fig. 21



À part le cas du Laser (dont le faisceau est effectivement parallèle – divergence de l'ordre de 10^{-3} radian), il est nécessaire, avec une source ordinaire (par exemple quartz-iode) de réaliser un montage optique.

4.1 - Montage rigoureux

Dans l'étude de la lunette astronomique, l'objet est à l'infini (ce qui veut dire aussi que chaque point de l'objet envoie un faisceau de lumière parallèle). Pour réaliser ceci avec un objet à distance finie, on place l'objet réel dans le plan focal objet d'une lentille convergente. Chaque point source donne alors à la sortie de la lentille un faisceau parallèle. Pour régler cette position, on utilise la méthode d'autocollimation : on place un miroir plan après la lentille et si l'objet est bien dans le plan focal objet, son image après double traversée de la lentille se forme dans le même plan que l'objet. En inclinant légèrement le miroir, on obtient alors une image nette (et de même taille mais inversée) de l'objet sur la monture de l'objet (fig. 22).

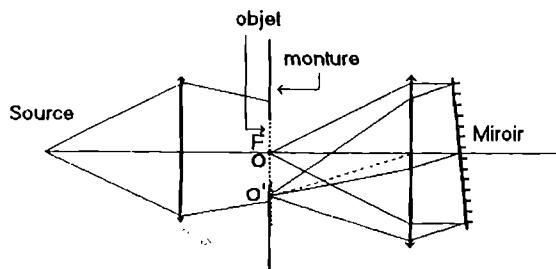


fig. 22 - Méthode d'autocollimation

Cette méthode d'autocollimation est également très utilisée pour mesurer rapidement la distance focale d'une lentille mince convergente.

Si l'on veut un faisceau parallèle issu d'une source ponctuelle, on peut prendre le montage précédent en éclairant d'abord un trou source et en plaçant celui-ci dans le plan focal objet de la lentille L (fig. 23).

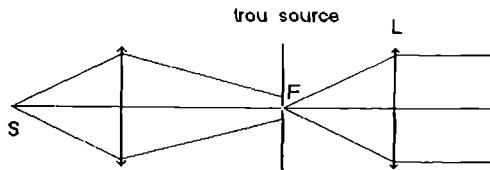


fig. 23 - Faisceau parallèle

4.2 - Approché

Il est quelquefois suffisant d'utiliser un faisceau approximativement parallèle (par exemple dans l'étude de la polarisation rotatoire). Il sera alors plus simple d'utiliser le fait que le filament de la lampe quartz-iode est très ramassé ; il suffit de régler le tirage du condenseur pour avoir un faisceau de section grossièrement constante (ou légèrement divergent) (fig. 24).

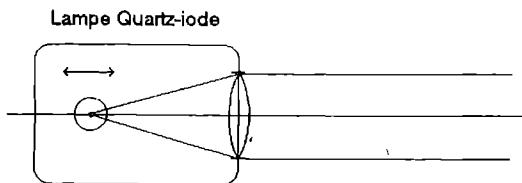


fig. 24 - Faisceau presque parallèle

CHAPITRE III

DIFFRACTION - INTERFÉRENCES

1 - Rappels

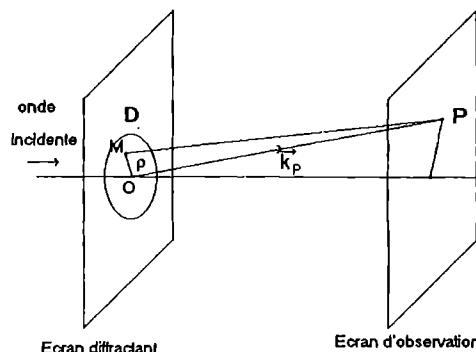
Le phénomène de diffraction est lié à la limitation matérielle de l'étendue d'une onde et n'est pas explicable dans le cadre de l'optique géométrique.

En général, la résolution exacte du problème constitué par l'équation d'onde, les conditions aux limites et la structure de l'onde incidente est très complexe. Cependant, le principe d'Huyghens-Fresnel donne une bonne interprétation de la plupart des expériences, pourvu que l'on observe les phénomènes à des distances grandes devant la longueur d'onde.

Chaque point M d'une surface d'onde se comporte comme une source secondaire émettant une ondelette sphérique d'amplitude complexe $E_M Q e^{ikr}/r$ où E_M est l'amplitude de l'onde incidente et Q un facteur angulaire. Ceci reflète la transmission « de proche en proche » de la vibration lumineuse.

Considérons une onde monochromatique tombant sur un diaphragme D (fig. 1). L'amplitude complexe de la vibration lumineuse en un point P est la somme des amplitudes complexes des vibrations produites par toutes les sources secondaires.

fig. 1



$$E_P = \iint_D E_M Q \frac{e^{ikr}}{r} dS$$

$$\text{avec } \vec{r} = \overrightarrow{MP}; \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

1.1 - Diffraction de Fresnel

Elle correspond à une première approximation où les angles sont petits (c'est-à-dire $D \ll R$) et $Q = \text{cte} (= 1/i\lambda)$.

On peut alors développer r (de l'exponentielle) en fonction de R ($\|\overrightarrow{OP}\|$) et de ρ ($\|\overrightarrow{OM}\|$)

$$r \simeq R + \frac{\rho^2}{2R} - \frac{\vec{\rho} \cdot \vec{R}}{R}$$

$$E_P = \frac{e^{ikR}}{i\lambda R} \iint_D E_M \exp\left(ik \frac{\rho^2}{2R}\right) \exp(-i\vec{k}_P \cdot \vec{\rho}) dS$$

où \vec{k}_P est le vecteur d'onde porté par \overrightarrow{OP} .

1.2 - Diffraction de Fraunhofer

Une seconde approximation (très sévère mais très importante dans la pratique) consiste à admettre que le terme $\exp(ik \frac{\rho^2}{2R})$ est égal à l'unité, ce qui est réalisé pour R infini

$$E_P = \frac{e^{ikR}}{i\lambda R} \iint_D E_M \exp(-i\vec{k}_P \cdot \vec{\rho}) dS$$

1.3 - Intérêt de la diffraction de Fraunhofer

1.3.1 - Diffraction autour d'une image géométrique

L'approximation qui conduit à la diffraction de Fraunhofer est très draconienne (il faut que $R \gg \pi\rho^2/\lambda$ soit $R \gg 6$ m pour un diaphragme de 1 mm).

En toute rigueur, on doit donc observer la diffraction de Fraunhofer à l'infini, c'est-à-dire en pratique dans le plan focal d'une lentille suivant la figure 2.

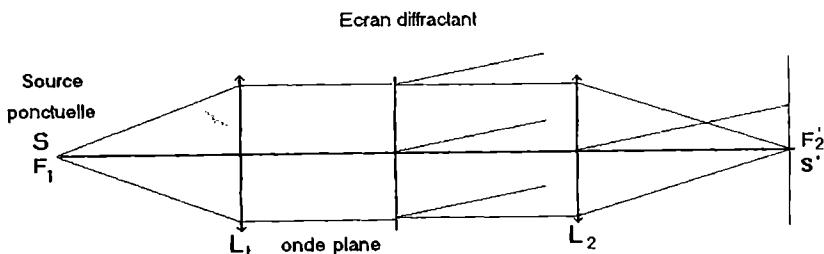


fig. 2

Mais on peut montrer que le montage simple suivant (fig. 3) avec une seule lentille formant l'image de la source sur l'écran est équivalent au précédent, le diaphragme diffractant placé très près de la lentille, d'où le nom « diffraction au voisinage d'une image géométrique ».

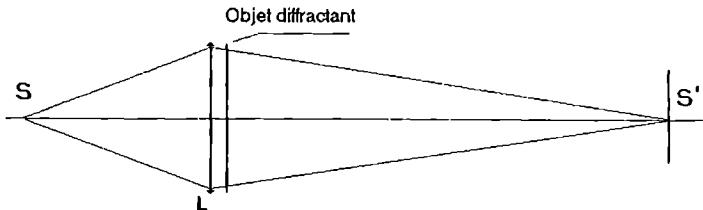


fig. 3

C'est donc la diffraction de Fraunhofer qui intervient dans les instruments d'optique qui fournissent des images.

1.3.2 - Transformée de Fourier

Si l'onde incidente est plane et normale au diaphragme, l'amplitude complexe E_M se ramène (à une constante multiplicative près) à la transmittance t_M ou $t(x, y)$ du diaphragme (souvent 1 à l'intérieur et 0 ailleurs).

Si l'on fait intervenir les variables $u = \frac{\sin \theta_x}{\lambda}$ et $v = \frac{\sin \theta_y}{\lambda}$ qui représentent (au facteur $1/\lambda$ près) la position (angulaire) du point d'observation P, on a finalement

$$E(u, v) = \iint t(x, y) \exp[-2i\pi(ux + vy)] dx dy$$

La diffraction de Fraunhofer réalise la transformée de Fourier de la fonction caractéristique du diaphragme.

Des cas simples sont présentés en annexe 5.1.

2 - Expériences

2.1 - Diffraction de Fresnel

Elle sera réalisée au moyen d'une source ponctuelle monochromatique S (fig. 4). En l'absence d'objet diffractant, la tache sur l'écran sera uniformément éclairée (mis à part le speckle et la structure gaussienne du faisceau Laser).

L'allure de la figure de diffraction dépend bien sûr de la forme de l'objet diffractant mais aussi de la distance source-objet (la source est au foyer image de la première lentille) et de la distance objet-écran.

L'utilisation d'un épurateur améliore la qualité de l'image. Si le faisceau Laser est fortement élargi, prendre pour la lentille de la fig. 4 une lentille convergente de distance focale 20-30 cm.

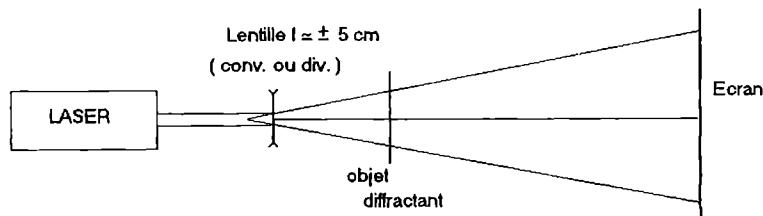


fig. 4

La figure de diffraction étant souvent de petite dimension, on peut l'agrandir (fig. 5) en ajoutant une ou deux lentilles convergentes de 10 à 20 cm de distance focale ($|\gamma| = \frac{p'_2}{p_2} \cdot \frac{p'_3}{p_3}$).

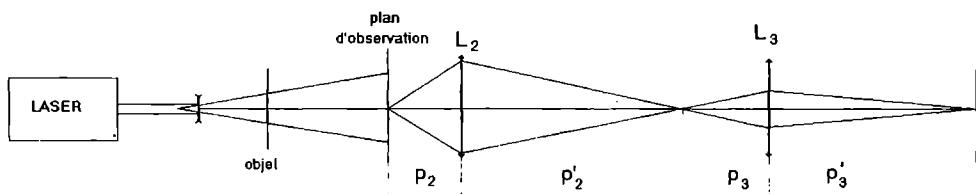


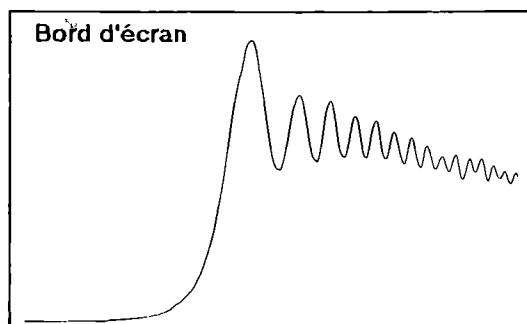
fig. 5

Les figures 6a,b,c suivantes (que l'on peut enregistrer avec un détecteur - PM, photodiode ou phototransistor - à déplacement motorisé) représentent les figures de diffraction observées avec :

- a - un bord d'écran.

Remarquer le passage progressif de l'ombre à la lumière et les franges non équidistantes et peu contrastées dans la partie éclairée.

fig. 6a



- b - un fil.

Noter les franges à l'intérieur de « l'ombre » du fil ; en particulier, le centre est toujours une frange claire (à rapprocher de la tache de Poisson -d-).

Le nombre de franges dépend du diamètre du fil ainsi que des distances source-fil et fil-plan d'observation (fig. 6b).

- c - une fente.

Selon la largeur de la fente, on peut avoir, ou non, une (ou plusieurs) frange(s) sombre(S) au centre de la figure (fig. 6c).

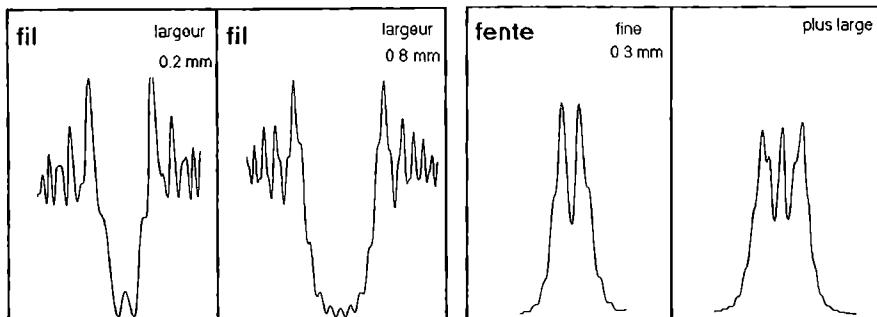


fig. 6b

fig. 6c

Ces différentes figures peuvent s'interpréter au moyen de la spirale de Cornu (voir G. Bruhat, Optique).

- d - un écran opaque circulaire

On observe au centre de l'ombre une tache brillante (quel que soit le diamètre de l'écran – prendre quelques mm) qu'on appelle tache de Poisson. Il s'agissait d'une objection de Poisson à la théorie de Fresnel qui prévoit effectivement cette accumulation de lumière. Cette objection s'est donc révélée être erronée.

- e - diffraction par un trou de rayon ρ

A nouveau, la figure (de Lomel) dépend du diamètre du trou et des distances source-trou et trou-écran. Voir l'annexe 5.2 pour une étude quantitative.

A noter que le théorème de Babinet sur les écrans complémentaires (voir 2.2.3) ne s'applique pas à la diffraction de Fresnel (car en l'absence d'objet diffractant, il y a déjà de la lumière sur l'écran d'observation).

2.2 - Diffraction de Fraunhofer

Plusieurs méthodes peuvent être utilisées suivant la taille des écrans diffractants et donc l'étendue de la figure de diffraction. En pratique, si celle-ci est nettement supérieure à la section du faisceau Laser, on pourra se contenter du montage simple de la fig. 7 (montage A) :

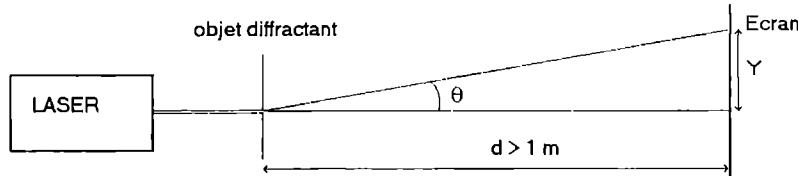


fig. 7 - Montage A

$$Y \text{ étant la position mesurée sur l'écran, on a } \sin \theta \simeq \frac{Y}{d}.$$

Dans les autres cas, il est nécessaire de se placer rigoureusement en condition de Fraunhofer c'est-à-dire que l'écran doit se trouver dans le plan de l'image de la source. Si l'on veut, de plus, agrandir la figure de diffraction, on peut être amené à utiliser une lentille L_3 (fig. 8) supplémentaire ($f_3 \sim 5-15$ cm). Si le faisceau Laser initial est assez large pour « éclairer » tout l'objet, on peut utiliser le montage B1. Sinon, on utilise, soit un dispositif afocal (voir fig. 3 du chapitre I), soit, plus simplement, le montage B2 qui utilise la propriété de la diffraction de Fraunhofer signalée en 1.3.1.

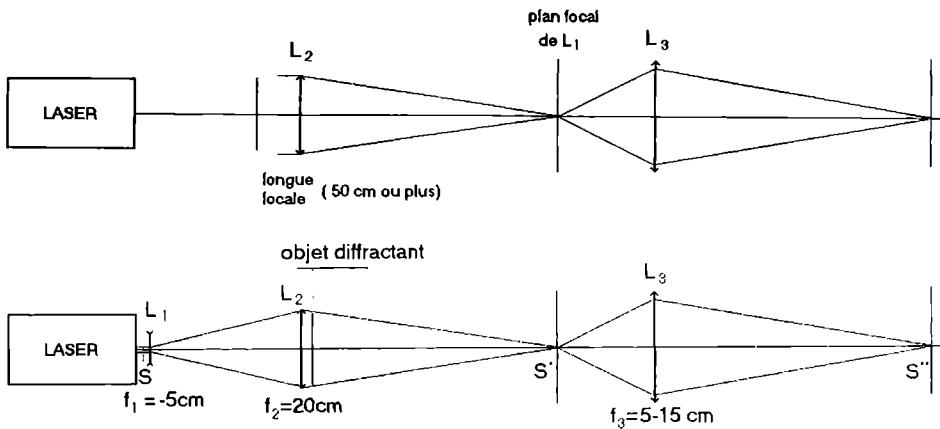


fig. 8 - Montages B1 (en haut) et B2

Dans tous les cas, régler les distances en l'absence d'objet diffractant de manière à avoir une image ponctuelle du faisceau Laser.

2.2.1 - Diffraction par une fente

Étudier la diffraction par une fente simple (A), montrer l'influence de sa largeur a et vérifier numériquement la largeur de la tache centrale de diffraction ($\sin \theta = \lambda/a$).

Sur un enregistrement photométrique avec un PM, vérifier quantitativement les intensités et les positions des maxima secondaires. La fig. 9 représente la courbe théorique (à gauche) et la courbe expérimentale (à droite ; une loupe x10 permet de mieux apprécier l'intensité des maxima secondaires). Voir aussi chapitre X, 3.6 « Capteur CCD ».

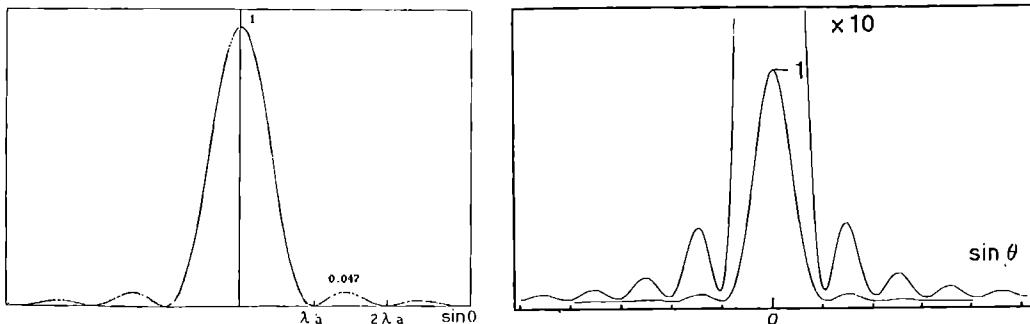
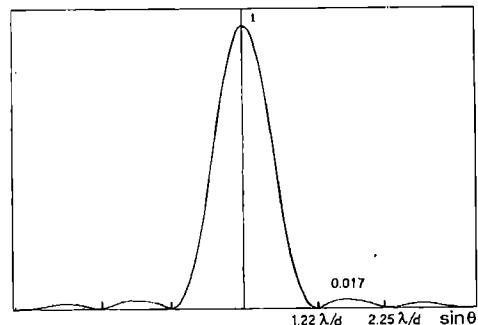
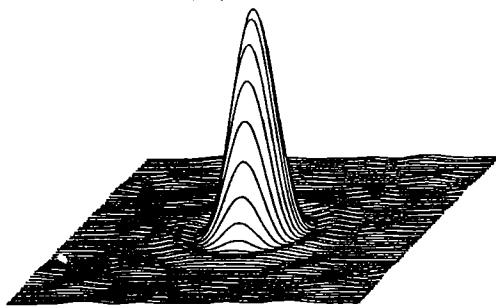


fig. 9

2.2.2 - Diffraction par une ouverture circulaire

Suivant le diamètre d du trou, montage A ou B. La qualité du trou est très importante pour obtenir une belle figure de diffraction.

Montrer la tache d'Airy (fig. 10) et mesurer le diamètre de la tache centrale ($\sin \theta = 1.22\lambda/d$).



2.2.3 - Théorème de Babinet

Les figures de diffraction données par deux écrans complémentaires sont les mêmes sauf à l'endroit de l'image de la source.

Exemples : fente et fil de 0.6 mm de large (diapo Leybold n°46990), montage B2 ; grilles complémentaires (diapo Leybold n°46988), montage A.

2.2.4 - Diffraction et interférences par N fentes

Montage B2. Montrer et éventuellement enregistrer les figures obtenues qui illustrent le gain en finesse des raies quand on augmente le nombre de fentes (voir annexe 5.3).

2.2.5 - Diffraction par N écrans disposés aléatoirement

Lame saupoudrée de poudre (spores) de lycopode (montage A ou B2). Les grains se comportent comme des écrans circulaires absorbants de même diamètre. Chacun donne donc une tache d'Airy comme un trou de même diamètre (théorème de Babinet). Le fait qu'ils soient disposés aléatoirement fait que la figure est simplement N fois plus lumineuse qu'avec un seul écran *.

Déduire de la dimension de la tache d'Airy la taille des grains (on trouve un diamètre de l'ordre de $30 \mu m$).

2.2.6 - Réciprocité de la transformée de Fourier

a - diffraction par un réseau à 2 dimensions

La figure est un ensemble de points correspondants aux différents ordres de chaque réseau : croix de Mills (voir fig. 13a).

b - diffraction par la croix de Mills

L'objet diffractant est un enregistrement de la figure précédente. La figure de diffraction est un ensemble de traits périodiques perpendiculaires homothétique du réseau de départ.

3 - Applications. Filtrage des fréquences spatiales

3.1 - Strioscopie

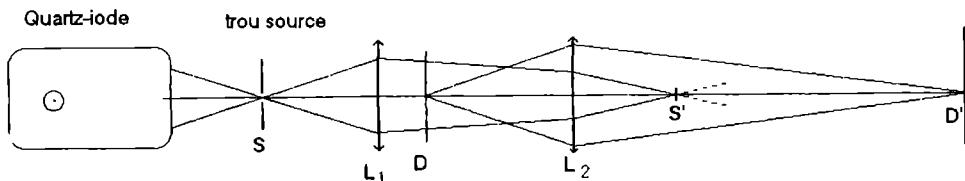


fig. 11

On utilise une source ponctuelle S de lumière blanche (diaphragme de 2-3 mm au point de convergence du faisceau issu de la lampe quartz-iode). Le faisceau divergent éclaire l'objet D diffractant et on forme l'image de cet objet sur l'écran avec une lentille de projection L₂.

* S'ils étaient disposés régulièrement, il faudrait d'abord additionner les amplitudes complexes, ce qui ferait apparaître des termes d'interférences (c'est le cas du réseau de N fentes). C'est ainsi qu'un diagramme de Laue en rayons X est constitué de points pour un cristal et d'anneaux pour un amorphe.

Placer avant l'objet une lentille L_1 servant de condenseur qui permet de former l'image de la totalité de l'objet. Généralement, dans une projection, on s'arrange à former l'image de la source sur L_2 ; ici, on fera converger un peu au-delà de L_2 .

Dans le plan S' conjugué de S à travers L_1 et L_2 , l'amplitude de l'onde lumineuse est la transformée de Fourier de celle de l'onde en D . En particulier, l'image géométrique de la source représente la composante d'ordre 0, responsable d'un fond lumineux uniforme sur l'écran.

On masque l'image géométrique de la source avec un obstacle de petite dimension (une pastille opaque collée sur une lame de verre ou l'extrémité d'une petite tige). L'image de D observée sur l'écran est alors constituée uniquement des rayons diffractés et on voit apparaître très nettement les bords de l'objet. Comme les rayons diffractés « utilisent » les bords de la lentille L_2 , il faut que la conjugaison objet - écran soit bien réalisée (profondeur de champ faible).

Pourquoi dit-on qu'on a réalisé un filtre passe-haut?

On prendra d'abord comme objet des fils (opaques) dont on verra les bords en clair sur fond noir (les bords de l'objet se comportent comme des sources secondaires – principe d'Huyghens-Fresnel).

On peut aussi utiliser un objet de phase (par exemple empreinte digitale, tache de colle ou rayure sur une lame de verre) qui introduit une différence de marche par réfraction. L'utilisation d'une plume d'oiseau comme objet combine les 2 effets.

3.2 - Expérience d'Abbe

C'est une expérience analogue à la précédente, mais on réalisera un filtre passe-bas ou passe-bande.

L'objet est une grille (réseau à 2 dimensions avec 10 traits/mm environ). C'est un objet périodique dont le spectre (des fréquences spatiales) est formé des composantes 0 (éclairement constant), $\pm 1/a$, $\pm 2/a$ etc. où a est le pas du réseau.

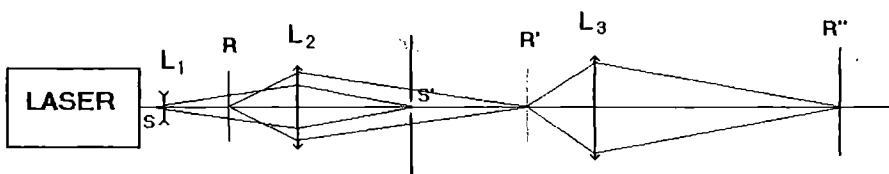


fig. 12

L'objet est éclairé par le faisceau Laser et son image est projetée par une lentille L_2 ($f_2 = 20\text{cm}$) et agrandie par une lentille L_3 ($f_3 = 5 - 10\text{cm}$) (fig. 12). L'objet étant périodique et éclairé par une source cohérente, la mise au point sur l'écran est délicate et on réglera les distances en utilisant d'abord les bords de la grille.

En S' , image de S par la lentille L_2 , on observe la figure de diffraction donnée par l'objet, figure composée d'un ensemble de points correspondant aux différents ordres donnés par les réseaux à traits verticaux et horizontaux (fig. 13a).

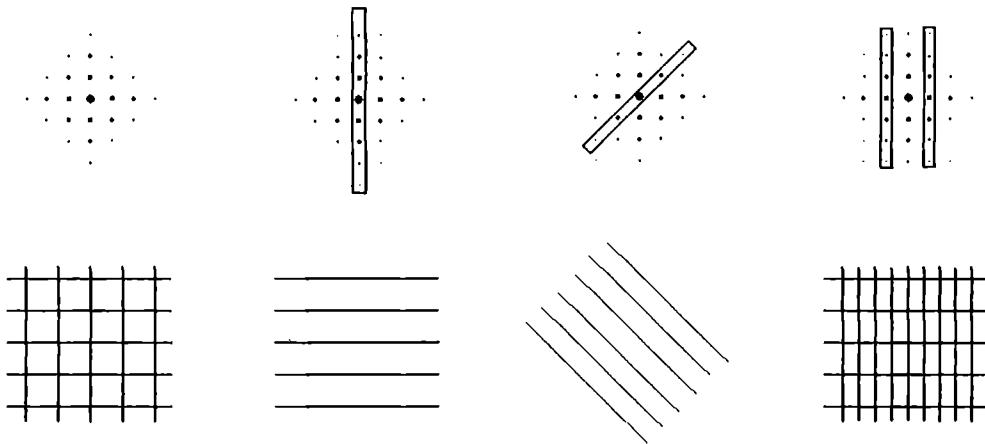


fig. 13a

fig. 13b

fig. 13c

fig. 13d

En S' , on place une fente de manière à ne laisser passer qu'une rangée de points. Par exemple, avec une fente verticale, on laisse passer tous les ordres donnés par les fils horizontaux et seulement l'ordre 0 du réseau vertical (fig. 13b). On a perdu « l'information » sur les fils verticaux. L'éclairement pour ces fils est uniforme car produit par une seule onde correspondant à la fréquence spatiale nulle et on obtient sur l'écran seulement l'image des fils horizontaux. De même, si la fente est horizontale, on n'observe que les fils verticaux.

Avec une fente à 45° , on obtient des fils orientés également à 45° , perpendiculaires à la fente et plus resserrés que l'original (d'un facteur $\sqrt{2}$) (fig. 13c).

On revient à la fente verticale et on l'élargit pour laisser passer les premières composantes. Par exemple, si on laisse passer 2 ordres voisins (l'ordre 0 et l'ordre 1 par exemple, d'amplitudes complexes $A, A \exp(2i\pi x/a)$), on reconstitue l'image d'un réseau sinusoïdal de pas a .

$$I = 2A^2 \left[1 + \cos\left(2\pi \frac{x}{a}\right) \right]$$

Avec les ordres 0 et ± 1 , on retrouve la figure donnée par l'interférence de 3 fentes (voir annexe 5.3) ce qui donne également une périodicité de a . En élargissant encore, on tend vers l'image correcte du réseau.

Revenir à la largeur de fente laissant passer les ordres 0 et ± 1 et masquer l'ordre 0 (par exemple avec un fil opaque placé également dans le plan de S' contre la fente).

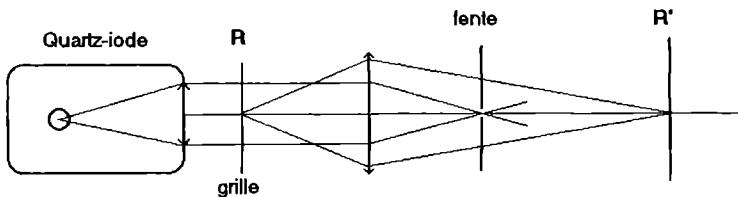
L'image des fils verticaux est alors celle d'un réseau de pas 2 fois plus serré que l'original (fig. 13d).

$$I = A^2 [1 + \cos(4\pi \frac{x}{a})]^2$$

Toutes ces expériences montrent donc que pour réaliser l'image d'un objet, il faut « utiliser » toute la lumière venant de cet objet. Si l'on effectue un filtrage, on peut observer une image très différente de l'original.

Cette expérience peut également se réaliser avec une source de lumière blanche (lampe Q-I) et une grille moins fine (1 fil/mm). En plaçant une fente verticale (horizontale) au voisinage de l'image de la source (fig. 14), on obtient une image ne comprenant que les fils horizontaux (verticaux).

fig.14



3.3 - Détramage d'une photo

Les photographies noir et blanc reproduites par impression sur les journaux et sur les livres sont tramées c'est-à-dire formées de points noirs, régulièrement espacés, mais plus ou moins gros, ce qui permet d'obtenir toutes les nuances de gris (pour les photos couleurs, le procédé est identique mais avec les 3 couleurs cyan, magenta et jaune plus le noir – quadrichromie). Ce tramage, souvent presque inobservables à l'œil nu, devient gênant lorsqu'on effectue un fort agrandissement (un exemple est présenté page 220). Le détramage consiste à perdre cette structure périodique de haute fréquence spatiale pour ne garder que « l'enveloppe » du noircissement de l'image.

Reprendre l'expérience d'Abbe en lumière blanche (fig. 14) * en utilisant comme objet une diapo constituée d'une photo tramée : 2 à 10 points par mm conviennent bien - faire une bonne photocopie, avec réduction et sur transparent, de la photo donnée en exemple. Le filtre est, cette fois, un petit trou éliminant les ordres donnés par la structure périodique. On peut prendre aussi plus commodément une fente fine réglable en la plaçant à 45° de l'alignement des points. Qu'observe-t-on si l'on place la fente parallèlement à un alignement ?

* On peut aussi utiliser un rétroprojecteur ; le filtre est placé juste après la lentille de projection

3.4 - Speckle

Chacun a observé l'aspect d'un écran éclairé par un faisceau Laser. On a une multitude de petites taches qui fourmillent dès que l'œil se déplace par rapport à l'écran (voir remarque). Ceci est une conséquence de la cohérence spatiale exceptionnelle du Laser, grâce à laquelle les rayons diffusés par des points très voisins (dont les images se forment sur une seule cellule de la rétine) interfèrent et, de manière aléatoire, peuvent donner des points brillants ou sombres. La taille de ces taches est approximativement celle du support de la réponse impulsionnelle donnée par le système de projection. Dans le cas de l'observation visuelle, la réponse est en fait limitée par la taille des cellules rétinianes (si l'on peut mettre au point sur l'écran). Ainsi, les tachetures observées ne sont pas celles de l'écran mais en fait la structure granulaire de la rétine.

Pour illustrer ce phénomène (appelé généralement du mot anglais **speckle**), envoyer le faisceau Laser sur un écran dépoli et placer un écran normal à une distance D de 1 ou 2 mètres (fig. 15). On observe des taches de petite dimension. Placer une lentille convergente avant l'écran dépoli et déplacer celui-ci au voisinage du foyer image de la lentille. Le faisceau Laser diffuse sur une plus petite surface et les tachetures deviennent beaucoup plus grandes. En raisonnant simplement, on peut dire que la distance moyenne a entre 2 grains quelconques qui diffusent (et produisent des interférences d'interfrange $i = \lambda D/a$) est plus faible (cette distance moyenne est de l'ordre du rayon de la surface diffusante) et donc que l'interfrange augmente. La taille maximale des tachetures est observée lorsque le dépoli est dans le plan focal de la lentille et le diamètre du faisceau Laser dans ce plan est alors $2a = 2f\epsilon$ où ϵ est la divergence angulaire du Laser (c'est, en fait, le « waist » conjugué du Laser – Chap. I, 3.3). Estimer dans ces conditions la taille i des tachetures $i \sim \lambda D/a$ et en déduire une valeur de ϵ . Vérifier que cette divergence est bien liée à l'extension transversale du faisceau (voir chap. I, 3.2).

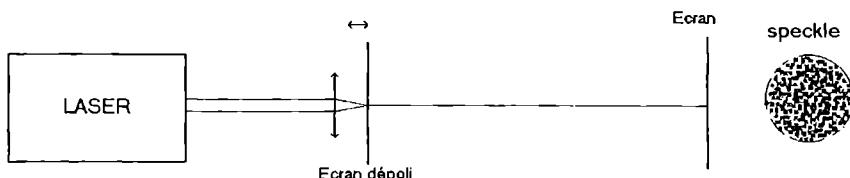


fig. 15

Remarque.

Si l'observateur est myope, les tachetures se déplacent en sens opposé au sens de déplacement de l'œil et dans le même sens si l'observateur est hypermétrope (dans les 2 cas, les taches sont plus grandes que les cellules de la rétine). Pour un observateur pouvant accommoder sur l'écran, les déplacements des tachetures sont aléatoires.

4 - Interférences à 2 ondes

4.1 - Généralités

Il y a interférences entre 2 ondes dans une région de l'espace lorsque l'intensité résultante n'est pas égale à la somme des intensités des 2 ondes émises séparément.

Dans le cas des ondes lumineuses, la fréquence est telle (10^{15} Hz) que les détecteurs ne sont sensibles qu'à la moyenne temporelle de l'intensité.

En notant $\psi = E_m \exp(i\vec{k} \cdot \vec{r})$ l'amplitude complexe du champ électrique, on écrit $I = <\psi \psi^* >$ où les crochets représentent une moyenne temporelle (sur une durée de l'ordre du temps de réponse du détecteur).

L'intensité totale au point M produite par les sources monochromatiques et ponctuelles S_1 et S_2 (fig. 16) est alors

$$I(M) = I_1(M) + I_2(M) + 2(\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2) \sqrt{I_1 I_2} \cos \phi$$

où ϕ est le déphasage entre les 2 ondes et \vec{u}_1 et \vec{u}_2 sont les vecteurs unitaires suivant la direction des champs électriques.

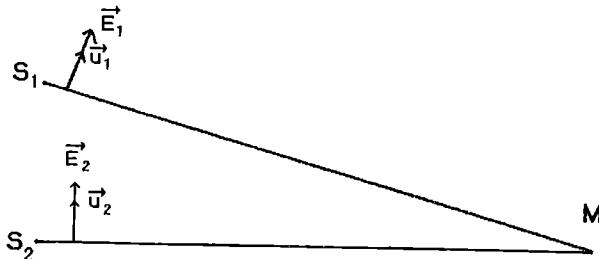


fig. 16

Dans le cas où les 2 sources sont étendues et plus strictement monochromatiques, on définit le facteur de cohérence

$$\gamma(M) = (\vec{u}_1 \vec{u}_2) < \frac{\psi_1^* \psi_2 >}{\sqrt{I_1 I_2}}$$

Pour $|\gamma(M)| = 1$, il y a cohérence totale. Pour $|\gamma(M)| < 1$, il y a cohérence partielle.

L'intensité peut s'exprimer

$$I(M) = I_1(M) + I_2(M) + 2\sqrt{I_1(M) I_2(M)} |\gamma(M)| \cos \phi_\gamma(M)$$

La position et la forme des franges (régions d'égale intensité) sont données par $\phi_\gamma(M) = \text{cte.}$

On définit aussi le contraste des franges

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}$$

Comme le facteur de cohérence (ainsi que I_1 et I_2) varie beaucoup moins rapidement que la fonction cosinus, on a pour une frange brillante $I_{max} = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma$ et pour la frange sombre voisine $I_{min} = I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \gamma$. Le contraste est alors égal au module de $\gamma(M)$ quand $I_1 = I_2$.

4.2 - Cohérence temporelle, spatiale et de polarisation

4.2.1 - Cohérence temporelle

On suppose que la source est ponctuelle et que le milieu ne change pas la polarisation.

Du fait de la moyenne temporelle sur le temps de réponse du détecteur, γ est nul si les sources S_1 et S_2 ne sont pas issues d'une même source S .

Le facteur de cohérence (fonction de la différence de marche δ entre les 2 chemins S_1M et S_2M) est proportionnel à la transformée de Fourier du spectre de la source (théorème de Wiener-Kintchine).

$$\gamma(\delta/c) = TF(B(\nu))$$

Lorsque la source est parfaitement monochromatique, ce facteur de cohérence est égal à 1 quelle que soit la différence de marche. Pour une source de lumière blanche, le spectre est large et γ est une fonction piquée sur $\delta = 0$, c'est-à-dire qu'il n'y a interférence qu'au voisinage de la différence de marche nulle (frange centrale). Cette propriété est à la base de la spectrométrie par transformée de Fourier, qui sera développée dans le chapitre « Interféromètre ».

4.2.2 - Cohérence spatiale

Que devient le facteur de cohérence quand la source monochromatique n'est plus ponctuelle mais étendue ?

Le théorème de Zernicke-Van Cittert indique qu'en première approximation, le facteur de cohérence (fonction de l'angle α de la figure 17) est proportionnel à la transformée de Fourier de la luminance de la source $L(x)$.

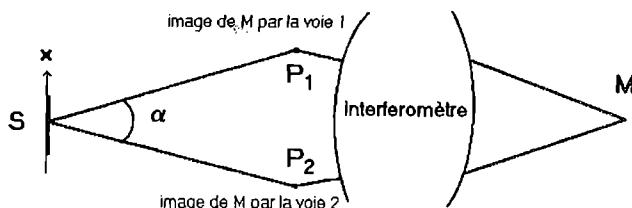


fig. 17

$$\gamma(\alpha/\lambda) = TF(L(x))$$

Par conséquent, lorsque la source s'élargit, le domaine des valeurs de α (et donc la région de l'espace) où l'on conserve la cohérence se rétrécit : on dit que l'interférence est localisée.

D'une façon générale, en un point quelconque de l'espace où l'on observe des interférences avec une source de largeur totale L , γ est proportionnel au sinus cardinal $\text{sinc}(L\alpha/\lambda)$. On observe donc un brouillage des franges lorsque $L = \lambda/\alpha$. Une étude détaillée sera effectuée avec l'interféromètre de Michelson.

Lorsque la source est très large, on n'observe l'interférence que pour $\alpha = 0$, c'est-à-dire sur le lieu des intersections de deux émergents issus du même incident : c'est le cas des dispositifs à division d'amplitude (fig. 18).

4.2.3 - Cohérence de polarisation

La cohérence de polarisation est reliée à la présence du produit $\vec{u}_1 \cdot \vec{u}_2$ dans l'expression du facteur de cohérence. Une expérience du type Fresnel-Arago sera présentée en 4.7 ainsi que dans le chapitre sur les interféromètres (IV A, 2.7).

4.3 - Dispositifs interférentiels

Il existe deux types de dispositifs interférentiels : les dispositifs à division du front d'onde (fig. 18a – exemples : fentes d'Young, miroirs de Fresnel etc.) et les dispositifs à division d'amplitude (fig. 18b - exemple : interféromètre de Michelson).

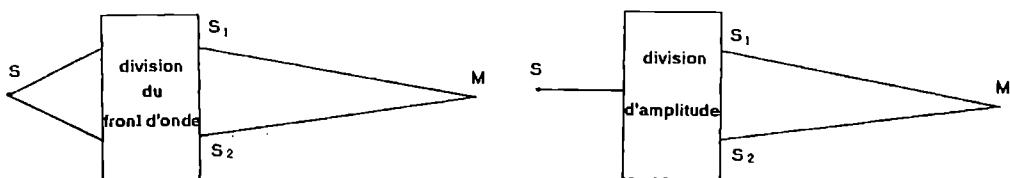


fig. 18

Lorsque la source est ponctuelle, les interférences sont observables en tout point de l'espace où les 2 ondes sont présentes (sous réserve de cohérence temporelle et de polarisation) : les interférences sont non localisées. Si la source est étendue, seul le dispositif à division d'amplitude peut conduire à des interférences (localisées).

Des différents dispositifs à division du front d'onde utilisés, nous nous restreindrons aux miroirs de Fresnel et aux fentes de Young (autres dispositifs : biprisme de Fresnel, bilentilles de Billet, franges de Lloyd, franges de Meslin – voir Bruhat).

En ce qui concerne les interférences à division d'amplitude, elles seront essentiellement étudiées dans le chapitre sur les interféromètres. Nous ne présenterons ici (pour des raisons historiques) que le dispositif des anneaux de Newton.

4.4 - Expériences avec le Laser

Montrer successivement la figure de diffraction donnée par une fente unique puis par 2 fentes séparées de a (fig. 19). Il suffit de placer la ou les fentes sur le faisceau Laser et d'observer sur un écran placé à 2 ou 3 mètres.

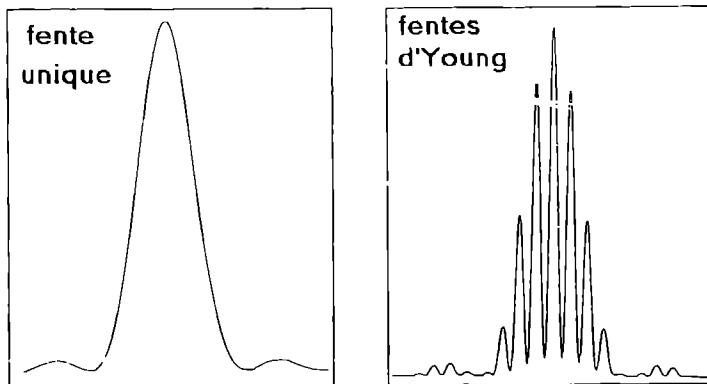


fig. 19

Déterminer l'interfrange i à une distance D et vérifier $i = \lambda D / a$.

Si a n'est pas connu, il est possible de le mesurer en faisant son image très agrandie avec une lentille de courte focale (10 cm ou moins).

Avec les miroirs de Fresnel, il est nécessaire d'ouvrir le faisceau Laser (avec une lentille divergente de courte focale par exemple) afin qu'il éclaire les deux miroirs. Il est facile d'identifier sur un écran les faisceaux réfléchis par les deux miroirs. En agissant sur l'angle entre les miroirs, on superpose les 2 faisceaux. Dans la partie commune, on aperçoit les franges d'interférence très serrées ; pour une meilleure observation, on peut dilater en inclinant l'écran en direction des spectateurs (avec un Laser assez intense, on peut aussi agrandir avec une lentille de focale ± 5 cm). Il est possible de voir plusieurs dizaines de franges.

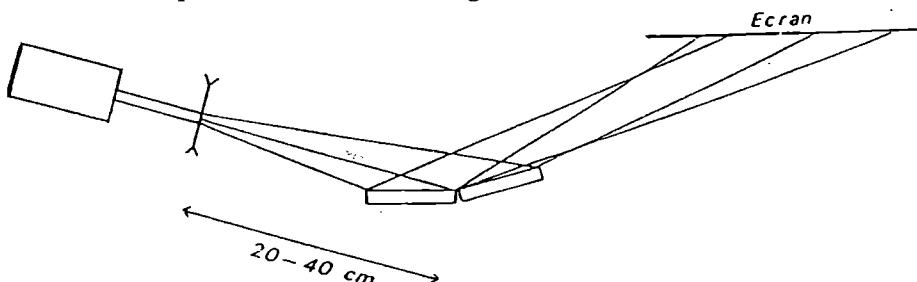


fig. 20 - Vue de dessus

Montrer l'influence de l'angle entre les miroirs sur la valeur de l'interfrange.

4.5 - Expériences en lumière blanche

Avec les miroirs de Fresnel, les interférences sont obtenues par division du front d'onde. On ne peut donc pas observer de franges localisées (un rayon incident ne donne qu'un seul émergent). Il est alors nécessaire d'avoir une source ponctuelle pour assurer la cohérence spatiale mais pour avoir un phénomène beaucoup plus lumineux, on utilise une fente source qui doit être parallèle à l'arête des miroirs (fig. 21).

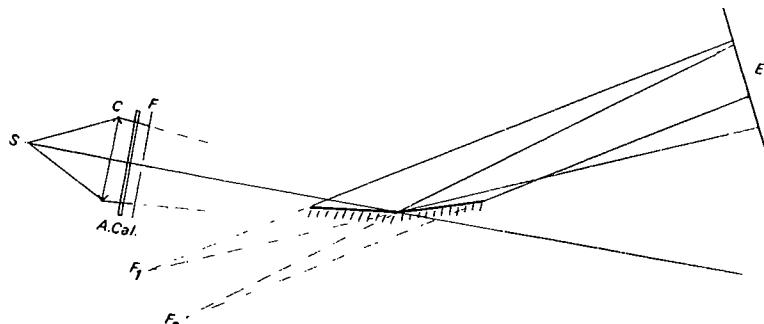


fig. 21

En agissant sur le condenseur, faire un faisceau peu convergent et placer la fente source juste derrière le condenseur. Diminuer la largeur de la fente source pour ne plus observer l'image du filament.

Placer les miroirs de Fresnel 20 cm après la fente et identifier sur l'écran les reflets dus à chaque miroir. Positionner les miroirs afin de diminuer la part du faisceau direct et d'avoir des reflets d'intensités voisines. Diminuer l'angle des miroirs afin d'avoir un très faible recouvrement. On doit observer les franges dans la partie commune. Sinon :

- retoucher la verticalité de la fente source pour qu'elle soit parallèle à l'arête des miroirs ;

- diminuer la largeur de la fente source.

Pour une meilleure observation, on peut :

- soit, comme précédemment, incliner l'écran ;

- soit utiliser un oculaire micrométrique formé d'une loupe permettant de viser le plan d'un objet micrométrique (graduation au 1/10 mm). Observer à l'œil ou, mieux, en plaçant derrière l'oculaire une caméra vidéo (ou un caméscope) reliée à un téléviseur.

Les franges obtenues sont irisées : la frange centrale est blanche, la première frange sombre correspond à l'extinction de la longueur d'onde 560 nm (maximum de sensibilité de l'œil), elle est bordée de rouge à l'intérieur, de bleu à l'extérieur, etc. La succession des couleurs est celle de l'échelle des teintes de Newton (voir chap. VII). Après 4 ou 5 franges, on n'observe plus que du blanc d'ordre supérieur.

En plaçant un filtre, on augmente le nombre de franges visibles. Il est ainsi possible de vérifier que l'interfrange est proportionnelle à la longueur d'onde.

On peut aussi montrer les effets de cohérence spatiale en augmentant l'ouverture de la fente. Les franges se brouillent pour une certaine largeur de fente source puis réapparaissent faiblement en contraste inversé (si la fente source s'élargit symétriquement, la frange centrale est maintenant assombrie).

Répéter l'expérience pour différentes valeurs de l'interfrange (en modifiant l'angle des miroirs). Dans quel sens varie l'ouverture de la fente nécessaire pour brouiller les fentes ?

Cette expérience sera reprise quantitativement avec l'interféromètre de Michelson dans de meilleures conditions de luminosité.

On peut aussi utiliser les fentes de Young (fig. 22).

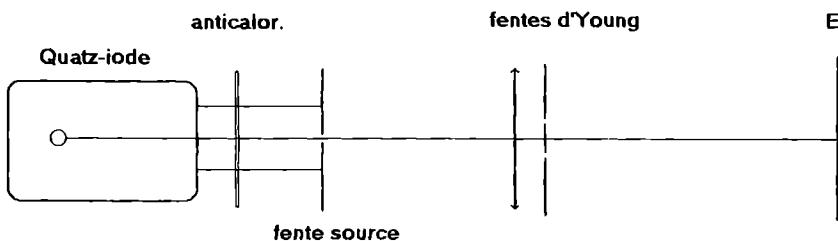


fig. 22

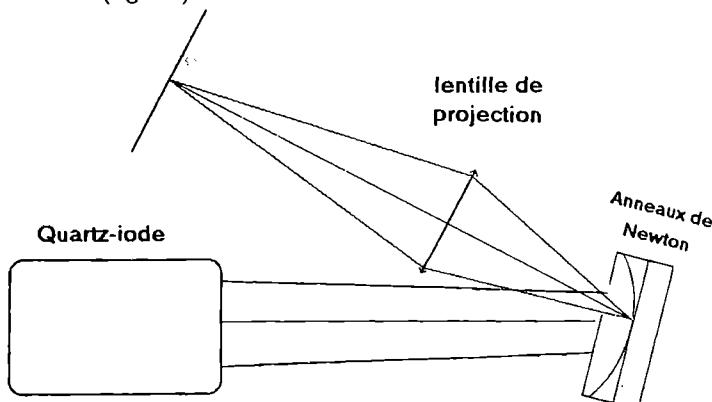
Si les fentes de Young sont assez fines, il n'est pas nécessaire de placer la lentille convergente mais le parallélisme est très critique.

Si les fentes de Young sont trop larges, on n'obtient plus de recouvrement des figures de diffraction par chacune des fentes et la lentille est indispensable. Il est conseillé de réaliser la conjugaison fente source – écran. On se place ainsi en position de Fraunhofer et le parallélisme fente source – fentes de Young n'est pas critique.

4.6 - Anneaux de Newton

Ce sont des franges d'égale épaisseur données par une lame d'air constituée par une lentille plan convexe en contact avec la face plane d'une lame de verre. Ce sont des interférences localisées au voisinage de la lame donc observables avec une source relativement étendue (fig. 23).

fig. 23



Éclairer le dispositif et faire l'image des miroirs sur l'écran avec une lentille de projection. Le condenseur de la source sera réglé afin d'éclairer les anneaux sur toute leur largeur et de converger au voisinage de la lentille ; il sera donc légèrement convergent.

On observe des anneaux colorés et le centre de la figure doit être noir. Avec un filtre ou une source monochromatique (vapeur de sodium), on observe un plus grand nombre d'anneaux et on peut vérifier que le rayon ρ des anneaux sombres varie comme la racine carrée des nombres entiers successifs ($\rho_m^2 = R\lambda m$ où R est le rayon de courbure de la lentille).

Remarques

- Il existe des dispositifs permettant de visualiser également les anneaux par transmission. Leur contraste est bien plus faible car les rayons qui interfèrent ont des intensités très différentes.

- Malgré leurs aspects comparables, les anneaux de Newton localisés sur la lame sont différents des anneaux d'égale inclinaison (localisés à l'infini) observés avec le Michelson.

- Si le centre de la figure n'est pas noir, c'est que l'épaisseur au centre n'est pas nulle. La loi de variation des rayons des anneaux est alors mal vérifiée pour les premiers anneaux.

4.7 - Expérience de type Fresnel-Arago

Nous proposons de la réaliser au moyen d'un séparateur de faisceau Laser (par exemple réf. 212008 du catalogue Jeulin). Avec cet appareil, les faisceaux sont bien séparés et il est facile d'interposer des polariseurs différents sur les 2 faisceaux.

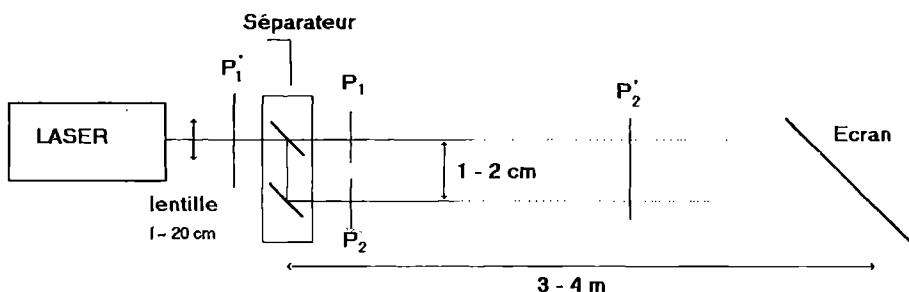


fig. 24 - vue de dessus

En l'absence de tout polariseur, on observe les franges en superposant les 2 faisceaux sur un écran éloigné et, pour une meilleure observation, on place l'écran très incliné.

On effectuera alors successivement les expériences suivantes :

- a - P_1 et P_2 parallèles : franges visibles ;
- b - P_1 et P_2 croisés : pas de franges ;
- c - P_1 P_2 croisés, P'_1 à 45° : pas de franges ;
- d - P_1 P_2 croisés, P'_2 à 45° : pas de franges ;
- e - P_1 P_2 croisés, P'_1 et P'_2 à 45° parallèles ou croisés : des franges visibles dans les 2 cas mais de contraste inversé.

Interprétation de la dernière expérience :

- après passage dans P'_1 , le faisceau est polarisé rectilignement ;
- P_1 et P_2 laissent passer les composantes polarisées suivant leurs directions (donc cohérentes et de même amplitude) ;
- après passage dans P'_2 , les 2 ondes sont polarisées parallèlement, donc susceptibles d'interférer ;
- à une même différence de marche due au système interférentiel, s'ajoute un déphasage de 0 ou π suivant que P'_1 et P'_2 sont parallèles ou croisés.

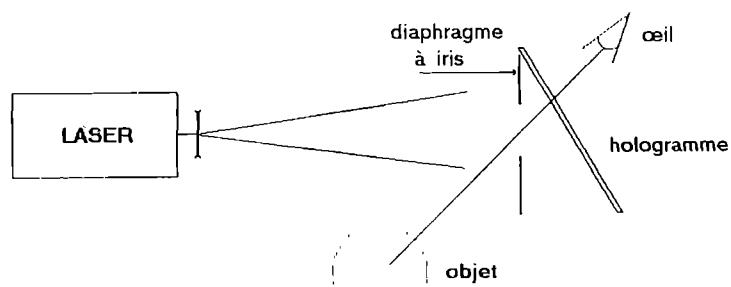
4.8 - Hologramme

Un hologramme est l'enregistrement sur une plaque photographique de la figure d'interférence entre l'onde issue d'un objet (éclairé par une source cohérente) et une onde de référence. Si l'on éclaire l'hologramme avec une onde analogue à l'onde de référence, l'onde émergente contient une onde analogue à l'onde objet.

Expérience : éclairer un hologramme avec le faisceau élargi d'un Laser et observer (légèrement en biais) à travers l'hologramme l'objet reconstitué avec son relief (fig. 25). Si l'on diaphragme l'hologramme, on observe encore l'objet dans sa totalité (comme à travers une lucarne)*. Chaque point de l'hologramme contient donc des informations sur l'objet entier (contrairement à une photo classique).

* On perd cependant un peu sur la résolution.

fig. 25



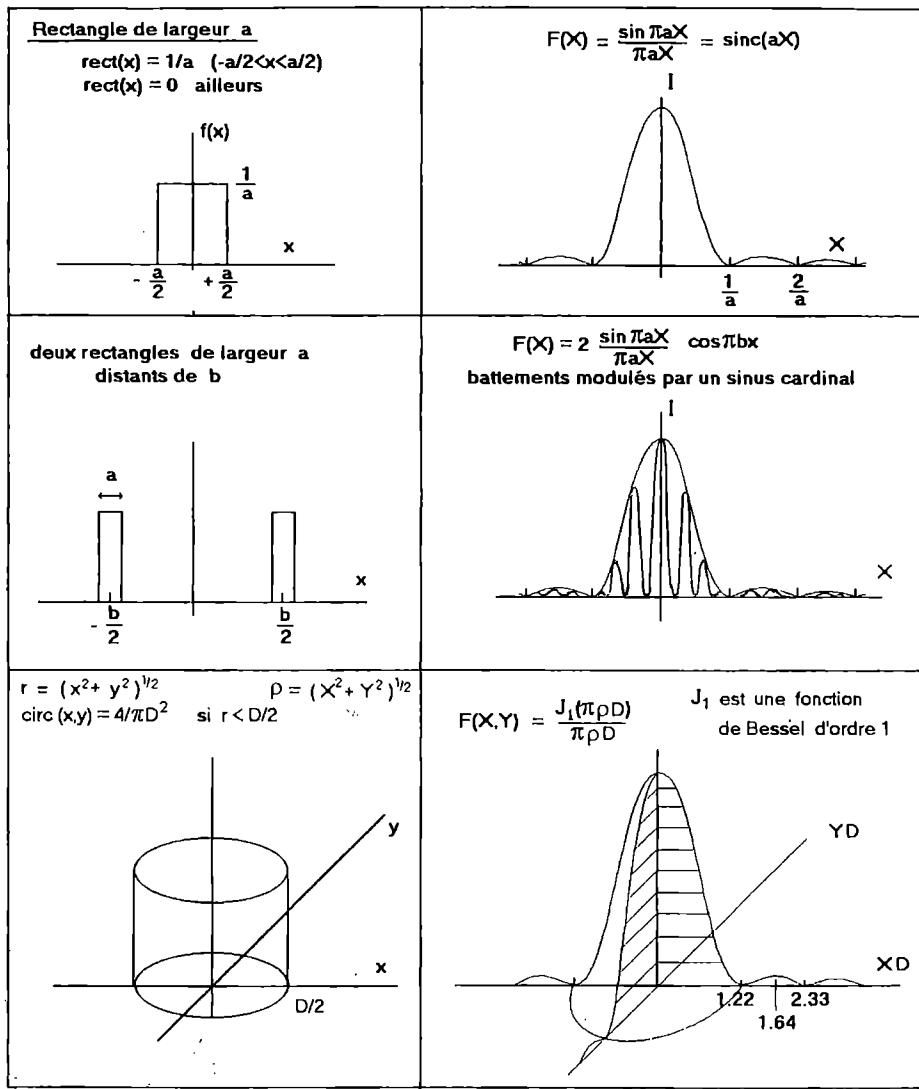
5 - Annexes

5.1 - Transformée de Fourier de quelques fonctions simples

$$F(X) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{-2i\pi X \cdot x} f(x) dx$$

Dans le cas de la diffraction (de Fraunhofer), si x est la variable caractérisant le diaphragme, X est égal à $X = \sin \theta / \lambda$ où θ représente la position angulaire d'observation.

L'intensité observée est alors $I(X) = (F(X))^2$.



5.2 - Diffraction de Fresnel par une ouverture circulaire

L'éclairement en P (centre de la tache) se calcule par la méthode des zones de Fresnel (voir Bruhat, Optique). La source S émet une onde sphérique. La portion de surface d'onde qui s'appuie sur le périmètre du trou se découpe en tranches circulaires telles que les différences de marche δ_k entre un rayon axial et un rayon joignant S et P par la tranche k soient régulièrement espacées de $\lambda/2$. Dans l'hypothèse des petits angles, les éclairements induits en P par deux zones consécutives sont d'amplitude sensiblement égale et en opposition de phase.

On calcule d'abord le rayon des zones de Fresnel en fonction des distances source-objet diffractant a et objet-plan d'observation b .

$$r_k = \sqrt{\frac{ab\lambda}{a+b}} \sqrt{k}$$

Le centre de la figure de diffraction donnée par une ouverture de rayon ρ est sombre (brillant) lorsque celle-ci contient un nombre pair (impair) de zones de Fresnel c'est-à-dire lorsque :

$$\rho^2 = k \frac{ab\lambda}{a+b} \quad \text{avec } k \text{ pair (impair)}$$

Plus précisément, k est égal à $2(n+1)$ où n est le nombre d'anneaux sombres autour du centre noir.

On peut vérifier cette relation en traçant

$$\frac{1}{b} = \frac{k\lambda}{\rho^2} - \frac{1}{a} = f(k)$$

a et ρ sont fixes et connus, b est variable en déplaçant L_2 et pourrait être déterminé à partir des relations de conjugaison appliquées aux lentilles L_2 et L_3 (fig. 26).

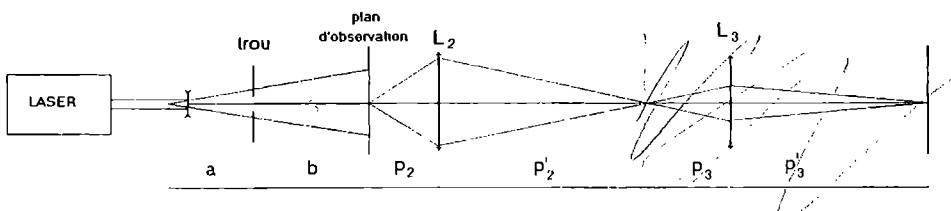


fig. 26

En particulier, si la distance p'_2 est toujours grande devant f_2 , p_2 est à peu près constant et égal à f_2 . Dans ces conditions, b est égal à la distance entre la lentille et sa position particulière lorsque $b=0$, c'est-à-dire lorsqu'on a l'image du trou.

Le tableau et la figure 27 ci-dessous présentent les résultats obtenus avec un trou de 0.55 mm de rayon et avec $a = 18.5$ cm.

	k	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16
Centre noir	b (cm)	33.6		13.7		8.7		6.3		5.0		4.1		3.6
Centre blanc	b (cm)		19.6		10.6		7.4		5.6		4.6		3.8	
	1/b (m ⁻¹)	3.0	5.1	7.3	9.4	11.5	13.5	15.9	17.9	20.0	21.7	24.4	26.3	27.8

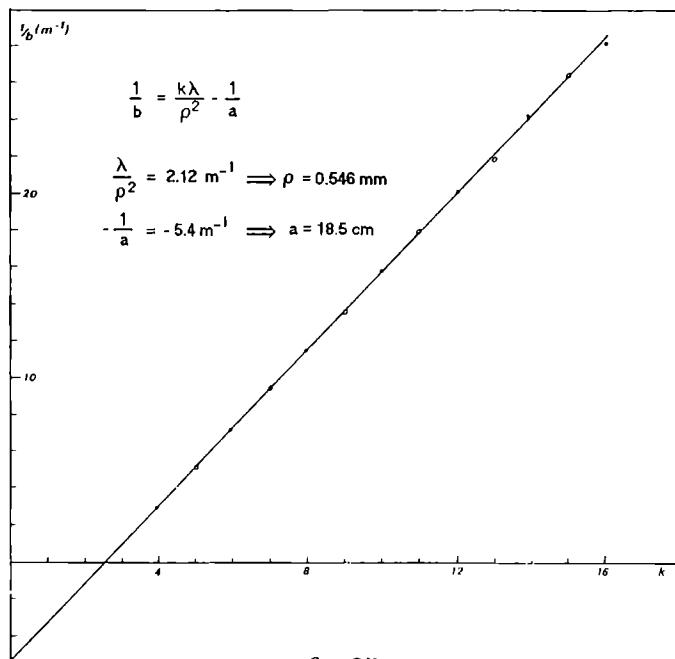


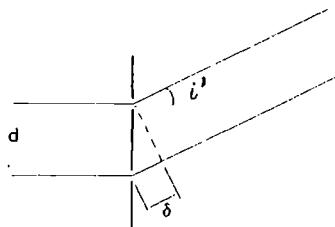
fig. 27

5.3 - Diffraction de Fraunhofer et interférences par N fentes

En considérant les fentes suffisamment fines de façon à garder le terme propre à la diffraction par chaque fente indépendant de i' , il s'agit d'additionner N vibrations de même amplitude déphasées (fig. 28) de

$$\phi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = 2\pi \frac{d \sin i'}{\lambda}$$

fig. 28



En utilisant la notation complexe

$$A = A_1 [1 + e^{-j\phi} + \dots + e^{-j(N-1)\phi}] = A_1 \frac{1 - e^{-jN\phi}}{1 - e^{-j\phi}}$$

d'où l'intensité

$$I = I_1 \frac{\sin^2 \frac{N\phi}{2}}{\sin^2 \frac{\phi}{2}}$$

La figure 29 représente les intensités théoriques pour 2, 3, 4, 5, 6, N fentes en fonction de ϕ , donc en fonction de la position sur un écran.

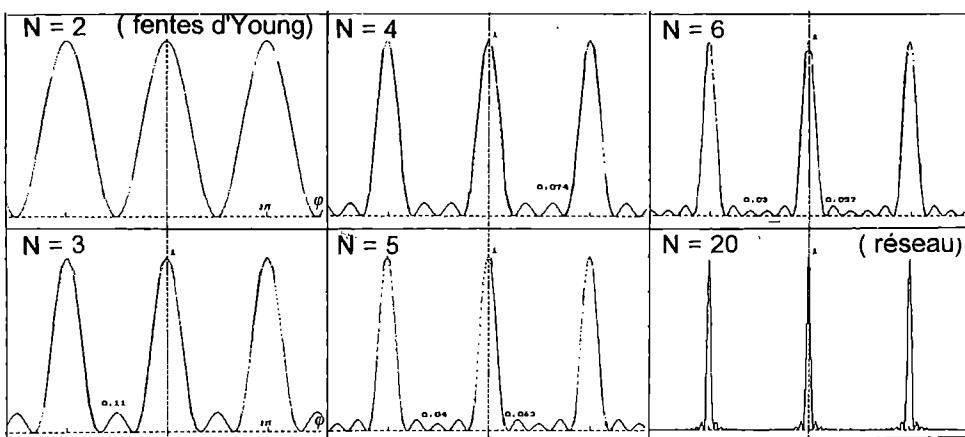


fig. 29

On constate que les maxima principaux deviennent de plus en plus fins et les maxima secondaires plus faibles. Le nombre de maxima secondaires est égal au nombre de fentes moins deux. Pour N grand, les raies observées correspondent aux différents ordres du réseau.

La fig. 30 présente deux enregistrements pour 2 et 5 fentes. On retrouve très bien la courbe théorique, l'enveloppe de la figure étant due à la largeur finie de chaque fente.

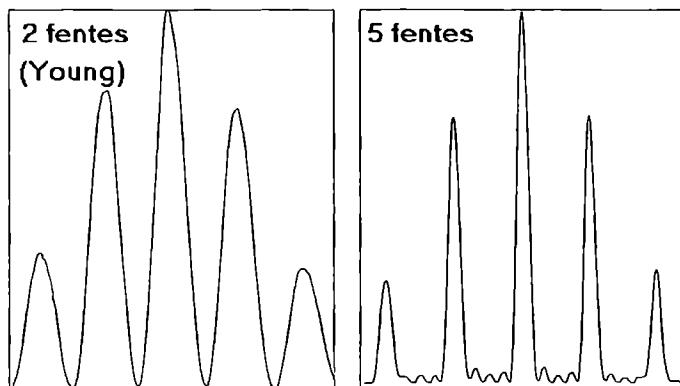


fig. 30

5.4 - Diffraction en lumière blanche

Les expériences proposées dans le chapitre sont faites essentiellement avec le Laser. Il est cependant tout à fait possible de réaliser quelques exemples en lumière blanche. Il faudra seulement utiliser une source ponctuelle ou, selon la symétrie du dispositif, une fente fine parallèle à l'objet diffractant.

5.4.1 - Diffraction de Fresnel

Objet diffractant : bord d'écran, fil, fente.

Source : fente parallèle à l'objet (fig. 31).

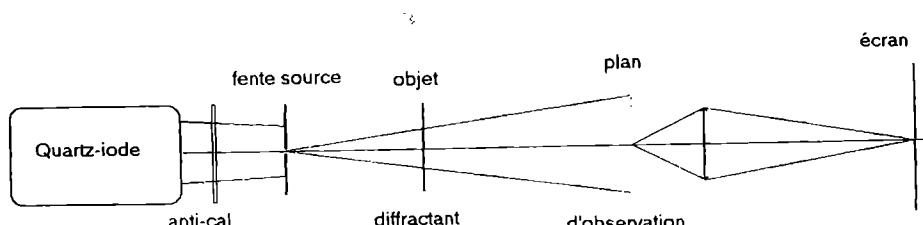


fig. 31

5.4.2 - Diffraction de Fraunhofer

a - Objet diffractant : fente. Source : fente parallèle (fig. 32).

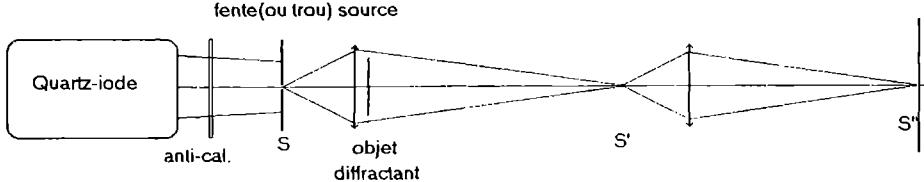


fig. 32

En l'absence d'objet diffractant, faire sur l'écran l'image de la source.

Que se passe-t-il lorsqu'on déplace latéralement la fente diffractante, la fente source ? Que se passe-t-il lorsqu'on incline la fente source, la fente diffractante ?

b - Objet diffractant : poudre de lycopode déposée sur une lame de verre.

Source : trou circulaire (2-3 mm de diamètre) (fig. 32 - faire converger légèrement plus que pour la fente).

Constater les irisations des anneaux du halo (cf. : halo autour de la lune dû à la diffraction par des gouttelettes de l'atmosphère lorsqu'elles ont des dimensions voisines).

5.5 - Interférences (et diffraction) par N trous.

Se placer en situation de Fraunhofer (montage B2). Prendre comme objet diffractant :

- 2 trous (diamètre 0.3-0.5 mm, distance 1-2 mm) (trous de Young).

Figure : tache d'Airy (à symétrie circulaire) « barrée » par des franges rectilignes d'interférences perpendiculaires à la direction joignant les 2 trous.

- N trous régulièrement disposés (par exemple 3 trous disposés au sommet d'un triangle équilatéral de côté 2 mm).

Figure : tache d'Airy modulée par un motif régulier (dans l'exemple, de symétrie 120°).

Pour faire 2 ou N trous, percer avec une aiguille un bristol léger. Voir aussi l'article de R. Jouanisson, BUP 659 (1983) 351.

CHAPITRE IV

INTERFÉROMÈTRES

A - INTERFÉROMÈTRE DE MICHELSON

1 - Description

1.1 - Généralités

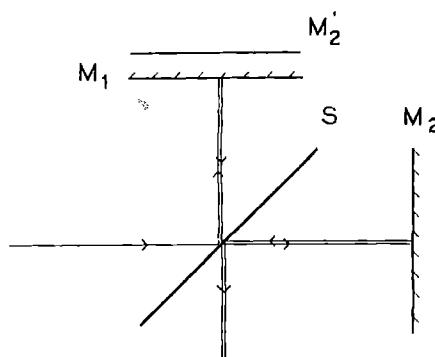
L'interféromètre de Michelson est un dispositif à deux ondes à division d'amplitude. Ainsi que précisé au chapitre précédent, il pourra conduire à des interférences avec une source étendue et les interférences seront alors localisées. Bien entendu, avec une source ponctuelle, il conduira également à des interférences non localisées.

Une lame semi-réfléchissante appelée séparatrice (S) divise un faisceau lumineux incident en deux faisceaux perpendiculaires de même amplitude. Chacun des faisceaux est ensuite réfléchi par un miroir puis retombe sur la séparatrice. À la sortie de l'interféromètre, on a deux faisceaux :

- 1 - réfléchi par S, réfléchi par M_1 , transmis par S ;
- 2 - transmis par S, réfléchi par M_2 , réfléchi par S.

Ces deux faisceaux ont entre eux une différence de marche qui dépend de la distance et de l'angle entre les miroirs. Ils peuvent donc interférer (fig. 1).

fig. 1



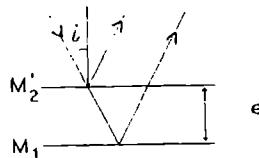
1.2 - Conditions d'obtention des diverses figures d'interférences

En remplaçant l'un des miroirs par son image dans la séparatrice, l'ensemble est équivalent à une lame d'air dont on peut faire varier l'épaisseur et l'angle. Deux situations peuvent alors se présenter :

1.2.1 - Lame à faces parallèles d'une certaine épaisseur

On obtient un système d'anneaux localisés à l'infini, les rayons interférant étant les rayons de même inclinaison par rapport à la lame (fig. 2).

fig. 2



Pour bien les observer (en général dans le plan focal d'une lentille), il faut créer des incidences variées en faisant converger la lumière de la source sur les miroirs.

La différence de marche entre les rayons 1 et 2 inclinés d'un angle i par rapport à la normale à la lame est

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

où n est l'indice de l'air (≈ 1) de la lame d'épaisseur e . À chaque incidence correspond une différence de marche. Les franges d'égal intensité sont données par la condition $i = Cte$ à laquelle correspond un cercle de rayon $r = f i$ dans le plan focal d'une lentille.

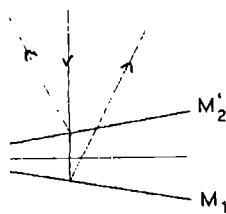
Pour un anneau donné ($\delta = cte$), le rayon augmente quand e augmente, les nouveaux anneaux qui apparaissent au centre correspondent à un ordre d'interférence plus grand.

Le passage d'un anneau noir à l'anneau noir suivant correspond à une variation λ de différence de marche. Quand l'épaisseur diminue, la variation correspondante de $\cos i$ est plus importante et les anneaux sont moins serrés. L'épaisseur nulle s'appelle le contact optique et donne une teinte uniforme (noire).

1.2.2 - Coin d'air de faible épaisseur

On observe des franges d'égal épaisseur (franges rectilignes parallèles à l'arête du dièdre) qui sont localisées sur la lame (en fait au voisinage – fig. 3 –, au point d'intersection des deux rayons émergents issus d'un même incident).

fig. 3



En toute rigueur, on doit éclairer les miroirs avec une lumière parallèle (donc provenant d'une source ponctuelle au foyer d'une lentille). En effet, $\delta = cte$ se traduit par $e = cte$ à condition d'avoir un angle d'incidence constant mais on peut quand même utiliser une source assez large sous incidence voisine de la normale (d'autant plus large que l'épaisseur moyenne est faible). Nous étudierons plus loin cette condition d'une manière quantitative.

1.3 - Rôle de la compensatrice

Un seul côté de la séparatrice (le plus proche de l'entrée du Michelson) est réfléchissant. Le faisceau directement réfléchi traverse donc la séparatrice une fois alors que le faisceau transmis traverse 3 fois cette lame. Cela crée donc une différence de marche parasite dépendant de l'incidence qu'il faut compenser. C'est le rôle de la compensatrice identique à la séparatrice mais non réfléchissante et placée devant la séparatrice. Chacun des faisceaux traverse alors 4 fois l'épaisseur d'une lame (fig. 4).

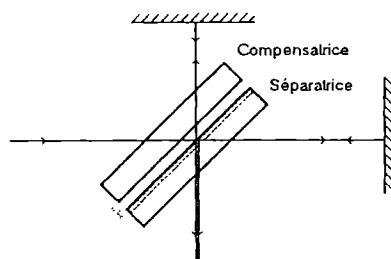


fig. 4

Lorsque séparatrice et compensatrice seront parallèles, on respectera ainsi la symétrie des rôles des bras de M_1 et M_2 .

1.4 - Construction de l'interféromètre

Commencer par identifier les diverses vis de réglage de l'appareil (fig. 5) qui permettent de faire varier l'épaisseur et l'angle de la lame d'air. Nous appellerons parallélisme le fait que la lame possède une épaisseur constante et contact optique l'épaisseur nulle.

La figure correspond à l'interféromètre de marque SOPRA.

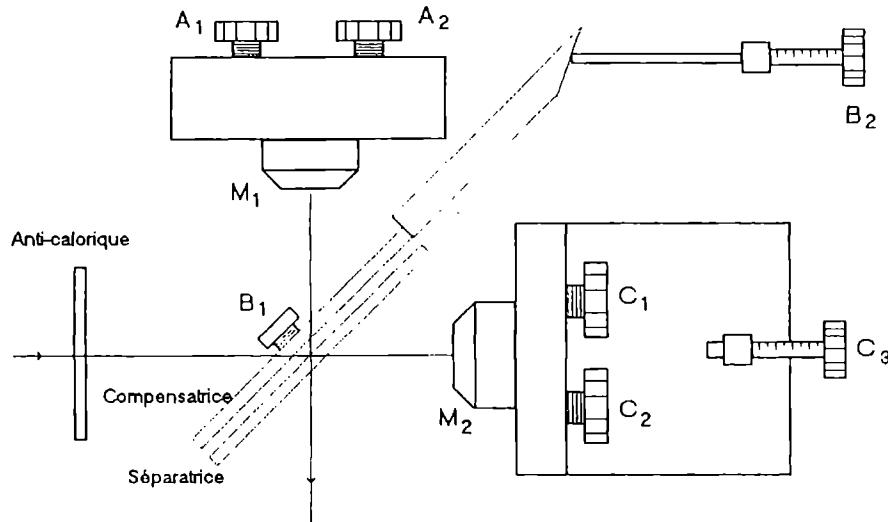


fig. 5

Le miroir M_2 est monté sur un chariot, ce qui permet de faire varier l'épaisseur de la lame d'air en agissant sur une vis micrométrique graduée C_3 (1 tour = 50 divisions = 0.5 mm).

Le parallélisme des miroirs se règle au moyen des vis C_1 et C_2 du miroir M_2 (réglage rapide donc grossier) et des vis A_1 et A_2 du miroir M_1 (réglage fin).

Le parallélisme de la séparatrice fixe et de la compensatrice se règle sur cette dernière au moyen de 2 vis :

B_1 fait basculer la compensatrice autour d'un axe horizontal ;

B_2 fait tourner la compensatrice autour d'un axe vertical. Cette vis est graduée et peut être utilisée pour faire varier de façon très fine l'épaisseur de la lame d'air.

Signalons également la présence (éventuelle) d'un filtre anticalorique à l'entrée de l'interféromètre. S'il n'y est pas, ne pas oublier d'en ajouter un lorsqu'on se sert d'une lampe puissante (en particulier en lumière blanche).

1.5 - Réglage préliminaire du Michelson

Différentes « techniques » peuvent être utilisées, à l'œil ou par projection sur un écran. Nous décrirons ici le réglage préliminaire effectué sur un écran au moyen d'un Laser, méthode qui nous semble plus rapide et surtout moins pénible.

Ce réglage préliminaire étant effectué, le Michelson est suffisamment près de son réglage optimal pour qu'on puisse passer avec une source étendue (lampe à vapeur de sodium) et projeter les 2 types d'interférences localisées. Le passage en lumière blanche permettra ensuite de déterminer avec précision le contact optique.

Le but est d'arriver à une lame d'air à faces parallèles et avec une épaisseur nulle en partant d'une situation quelconque où l'épaisseur est importante avec un angle entre les miroirs et l'ensemble séparatrice-compensatrice non parallèle.

Mettre les réglages fins A_1 et A_2 à mi-course et régler grossièrement la position du miroir mobile afin de rendre les chemins optiques pas trop différents ($< 1 \text{ cm}$).

Envoyer le faisceau Laser sur l'interféromètre (fig. 6a).

fig. 6a

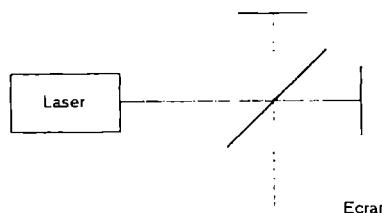
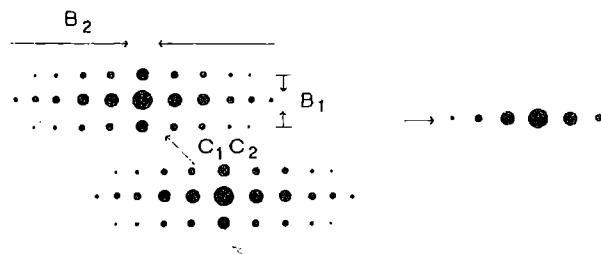


fig. 6b

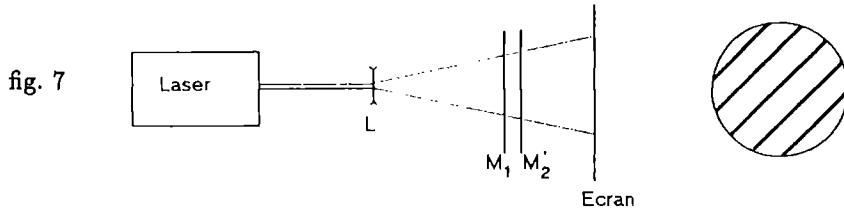


On observe 2 séries de taches, chacune donnée par un miroir (fig. 6b). Chaque série de taches provient de réflexions multiples entre séparatrice et compensatrice.

Commencer par agir sur la compensatrice (boutons B_1 puis B_2) afin de regrouper au mieux les taches de chaque série (le réglage du parallélisme C-S peut se parfaire en observant dans le plan focal d'une lentille ($f \sim 1 \text{ m}$) : on n'observe alors plus que 2 points lumineux).

Ensuite, superposer ces 2 séries de taches (ou ces 2 points) en agissant sur le réglage grossier de M_2 (boutons C_1 et C_2).

Pour améliorer le parallélisme $M_1 - M_2$, élargir le faisceau Laser avec une lentille très convergente ou divergente ($f \leq 5\text{cm}$) afin d'éclairer toute la surface des miroirs (fig. 7).



On doit alors observer des franges rectilignes que l'on écarte au mieux (action sur le réglage grossier avec beaucoup de doigté puis sur le réglage fin). Lorsqu'on observe une image presque uniforme, c'est que le parallélisme est presque parfait. Par contre, il reste une épaisseur importante.

Placer alors devant le Michelson une lentille convergente ($f \sim 10 - 20\text{ cm}$) de manière à faire converger la lumière sur les miroirs (fig. 8).

On doit observer des anneaux.

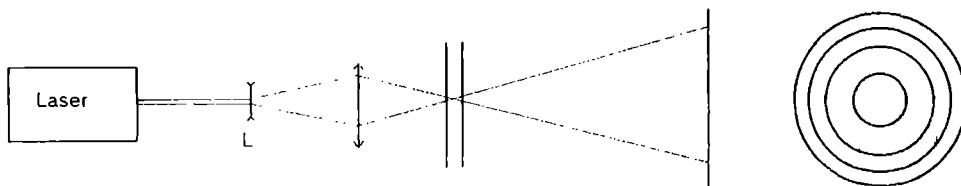


fig. 8

Déplacer alors M_2 de façon à faire « rentrer » les anneaux au centre. Agir sur C_3 assez franchement mais s'arrêter fréquemment de façon à voir comment évoluent les anneaux : ils doivent être de plus en plus grands et moins resserrés : c'est que l'on s'approche du contact optique.

Lorsqu'on est très proche du contact optique, l'évolution des anneaux est moins claire mais, en continuant toujours dans le même sens, il arrive un moment où les anneaux « sortent » du centre : on a dépassé le contact optique et l'épaisseur augmente à nouveau ; revenir alors en arrière pour se placer au plus près de l'épaisseur nulle.

Il arrive fréquemment qu'en se rapprochant du contact optique, le centre des anneaux se déplace et sorte sur un côté de l'écran. En déplaçant M_2 toujours dans le même sens, on observe des franges rectilignes puis à nouveau des anneaux dont le centre est situé de l'autre côté. Se placer au moment où l'on observe des franges rectilignes (voir remarque). On est alors très près du contact optique (mais il reste un petit angle).

Seule l'utilisation de la lumière blanche permettra de déterminer très précisément le contact optique ; noter cependant la valeur de la vis micrométrique C_3 qui permettra, en cas de fausse manœuvre ultérieure, de revenir rapidement à un réglage approché.

La situation est alors celle-ci : l'épaisseur est très faible (à quelques μm près) et le parallélisme est à peu près réglé. On peut donc passer avec une source étendue (vapeur de sodium puis lumière blanche) pour réaliser plus précisément le contact optique et observer les interférences localisées.

Remarque

Le Laser étant une source ponctuelle S , tout se passe comme si l'on disposait de 2 sources ponctuelles S_1 et S_2 cohérentes, images de S par le système [miroirs + séparatrice]. Dans un cas général, la distance et l'angle des miroirs étant variables, on modifie donc la position relative des 2 sources. La fig. 9 représente la situation dans le cas de miroirs parallèles (9a) ou du coin d'air d'épaisseur moyenne nulle (9b). Les interférences étant produites par une source ponctuelle, elles sont non localisées (pas besoin de lentilles pour observer dans une région précise).

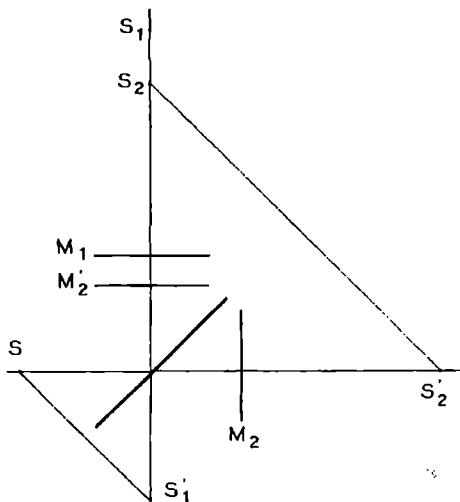


fig. 9a

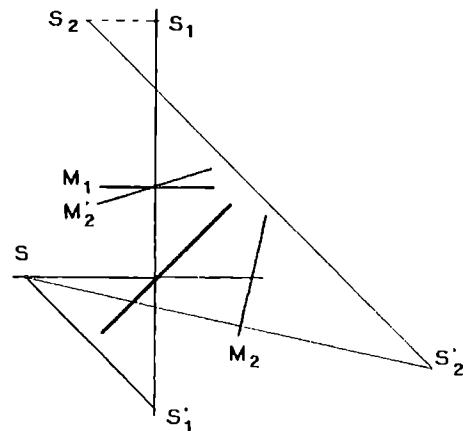
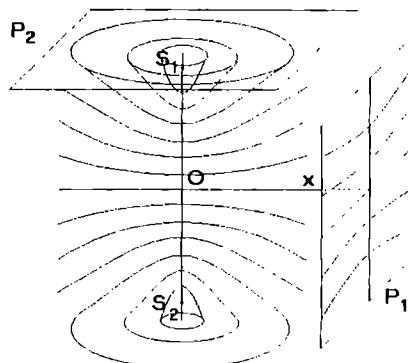


fig. 9b

On sait que le système de franges donné par 2 sources ponctuelles est un ensemble d'hyperboloides de révolution autour de l'axe S_1S_2 (fig. 10).

fig. 10



Si l'on observe dans le plan P_1 perpendiculaire à Ox , on observe donc des franges presque rectilignes et presque équidistantes, perpendiculaires à S_1S_2 .

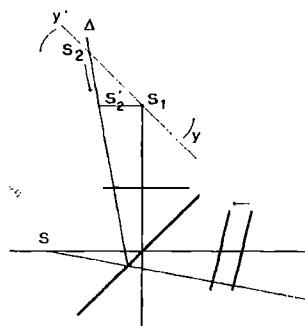
Si l'on observe dans le plan P_2 perpendiculaire à S_1S_2 , on observe des anneaux centrés sur Oy .

Si l'on observe sur un plan quelconque, on observe l'intersection de la famille d'hyperboloides.

Le passage d'un plan d'observation à l'autre se réalise en fait en changeant la position relative des deux sources, c'est-à-dire en changeant l'épaisseur de la lame et l'angle des miroirs.

Si le parallélisme n'est pas parfait et que l'on translate M_2 , la source S_2 se déplace sur la droite Δ ne passant pas par S_1 (fig. 11).

fig. 11



Tout se passe comme si l'axe y tournaient en entraînant la famille d'hyperboloides. La position particulière de S_2 en S'_2 (correspondant à l'observation des franges du coin d'air) est obtenue lorsque la concavité des hyperboles change de côté.

1.6 - Lampe à vapeur de sodium

1.6.1 - Franges d'égale épaisseur

Éclairer toute la surface des miroirs avec la lampe à vapeur de sodium et faire l'image des miroirs sur l'écran avec une lentille de projection (distance focale de 15 ou 20 cm). Pour cela, régler le condenseur de manière à faire converger au voisinage de la lentille (fig. 12).

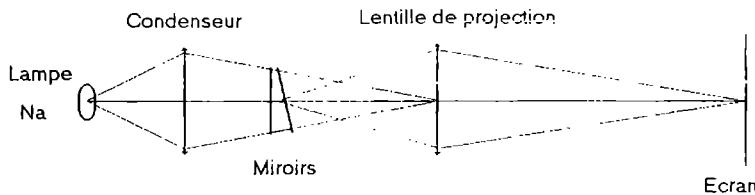


fig. 12

Si l'épaisseur moyenne de la lame est très faible, on doit observer des franges rectilignes bien contrastées (éventuellement, agir sur l'angle entre les miroirs avec A_1 ou A_2). En modifiant (très doucement) l'épaisseur (C_3), les franges doivent défiler. Il est impossible, en lumière monochromatique, de repérer la frange centrale correspondant à l'intersection des miroirs.

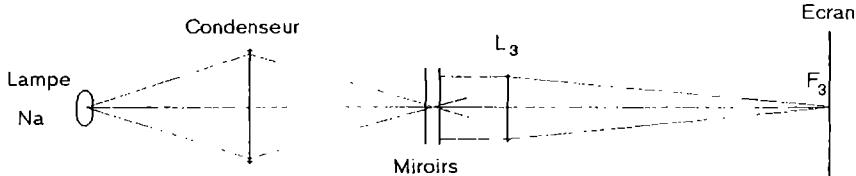
En augmentant l'épaisseur moyenne de la lame, on observe un brouillage progressif des franges dû surtout à un défaut de cohérence spatiale (et une « anticoïncidence » provenant de la raie double de Na).

Se placer dans la région de contraste maximal et agir sur l'angle (A_1 et/ou A_2) pour arriver au parallélisme (en augmentant au maximum l'interfrange jusqu'à obtenir un éclairement constant sur toute la surface des miroirs).

1.6.2 - Anneaux d'égale inclinaison

Faire converger la lumière sur les miroirs (en pratique, en éloignant la source du condenseur) et remplacer la lentille de projection précédente par une lentille de grande focale (50 à 200 cm) et placer l'écran dans le plan focal (fig. 13).

fig. 13



Agir sur C_3 pour augmenter (de 0 à 5 divisions) l'épaisseur de la lame : on doit observer des anneaux dont les rayons augmentent avec l'épaisseur. En augmentant davantage l'épaisseur, on observe un premier brouillage puis une réapparition des anneaux de plus en plus resserrés (éventuellement retoucher très légèrement le parallélisme A_1, A_2 pour observer des anneaux contrastés dans tout le champ d'observation) puis à nouveau brouillage, etc.

Revenir au voisinage du contact optique. Les anneaux redeviennent très grands et il est fort possible qu'ils soient légèrement elliptiques. Cela provient d'un réglage imparfait de la compensatrice. Agir sur les vis B_1 (avec précaution) et B_2 pour voir leur influence sur l'ellipticité des anneaux et régler au mieux.

1.6.3 - Passage des anneaux aux franges du coin d'air

Si vous avez bien compris les conditions d'obtention des différentes figures, cela doit être évident :

- revenir à l'épaisseur nulle (anneaux de plus en plus grands) ;
- changer la lentille (grande focale → lentille de projection) et faire l'image du contour des miroirs. Modifier légèrement la convergence du faisceau incident (en rapprochant la source du condenseur) de façon à avoir une image complète des miroirs ;
- mettre un angle entre les miroirs.

1.7 - Lumière blanche

Placer une lampe de lumière blanche à la place de la lampe à vapeur de sodium. Comme pour celle-ci, régler le condenseur de manière à éclairer toute la surface des miroirs et à faire converger la lumière au voisinage de la lentille de projection. Si vous utilisez une lampe quartz-iode, diminuez un peu sa puissance car, malgré le verre anticalorique (indispensable), vous risquez de déformer légèrement les miroirs et d'obtenir des franges moins rectilignes.

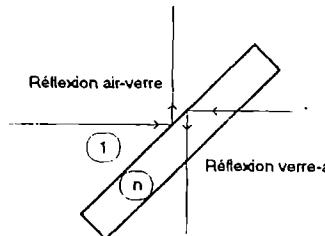
A moins d'être extrêmement proche du contact optique, vous avez toutes les « chances » de ne pas observer les franges du coin d'air mais ce que l'on appelle du blanc d'ordre supérieur. Modifier alors **avec beaucoup de doigté** l'épaisseur (au maximum de 1 division de part et d'autre) pour faire apparaître les franges fortement colorées. Si vous passez trop rapidement de part et d'autre de l'épaisseur nulle, vous pouvez très bien ne pas voir passer les franges irisées (persistance de l'impression rétinienne → sensation de blanc comme dans l'expérience du disque de Newton).

La frange centrale doit être une frange noire et, de part et d'autre, les franges sont irisées (à l'intérieur de rouge, à l'extérieur de bleu) – voir échelle de Newton, chap. VII. Après 4 ou 5 franges, les couleurs disparaissent : c'est le blanc d'ordre supérieur. Nous verrons plus loin une expérience mettant en évidence la composition spectrale (spectre cannelé) de cette lumière.

Remarques

- La frange centrale qui correspond à l'épaisseur nulle est une frange noire car à la différence de marche géométrique $\delta = 2ne$, il faut ajouter $\lambda/2$ qui provient d'une des réflexions sur la séparatrice qui est de nature < bas indice/haut indice > air-verre (fig. 14). Les équations de Maxwell et les formules de Fresnel indiquent qu'une réflexion de ce type introduit un déphasage de π .

fig. 14

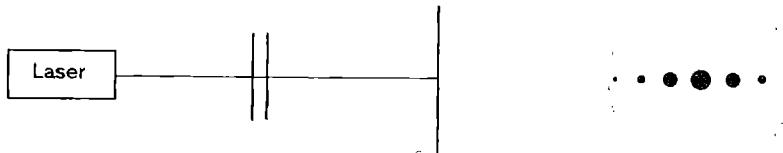


- Il n'est pas impossible que la frange centrale ne soit pas exactement la frange noire (pas de symétrie dans les couleurs de part et d'autre). Cela provient d'un réglage imparfait de la compensatrice ; agir sur B_2 et ramener avec C_3 doucement jusqu'à obtenir une bonne symétrie des couleurs autour de la frange noire.

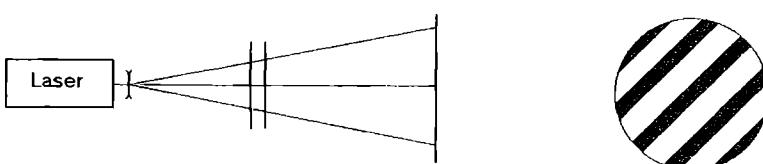
1.8 - Résumé des réglages

- Mettre A_1 et A_2 à mi-course. Eclairer par le Laser seul.
- Régler la compensatrice : regrouper les taches (B_1, B_2).
- Faire un parallélisme approché : une seule série de taches (C_1, C_2).

fig. 15a

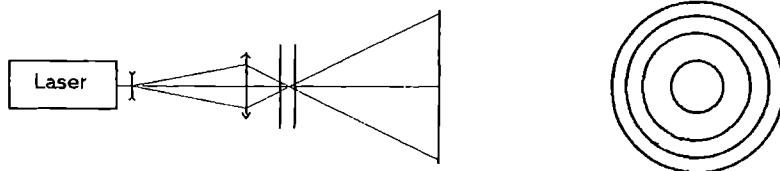


- Élargir le faisceau Laser.
- Parfaire le parallélisme : écarter les franges rectilignes (C_1, C_2 doucement, A_1, A_2).



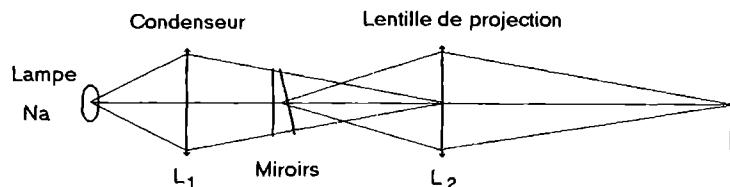
- Faire converger la lumière sur les miroirs : on observe des anneaux.
- Diminuer l'épaisseur : faire rentrer les anneaux (C_3).

fig. 15c



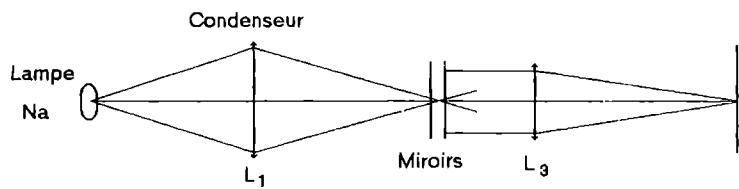
- Lampe Na : faire l'image des miroirs avec L_2 (15 cm) et agir sur le condenseur L_1 . Mettre un angle (A_1, A_2) puis revenir au parallélisme.

fig. 15d



- Lampe Na : mettre la lentille L_3 (1 m) et agir sur le condenseur L_1 pour faire converger sur les miroirs. Augmenter l'épaisseur pour faire apparaître les anneaux (C_3).

fig. 15e



2 - Expériences et mesures avec le Michelson

2.1 - Écart du doublet du sodium

Se placer en anneaux d'égale inclinaison et faire varier l'épaisseur pour faire apparaître la succession de positions pour lesquelles le contraste des anneaux est maximal ou presque nul (si les 2 raies ont la même intensité, le contraste s'annule complètement).

Chaque raie du doublet donne son propre système d'anneaux avec une période légèrement différente. Pour certaines épaisseurs, les 2 systèmes sont coïncidents (sur une certaine plage d'ordre d'interférences), pour d'autres, ils sont anti-coïncidents et se brouillent l'un l'autre.

Relation entre périodicité des brouillages et écart $\Delta\lambda$

En appelant λ_1 et λ_2 les 2 raies du doublet, le premier brouillage à l'épaisseur e_1 se produira lorsque l'ordre d'interférence différera de $1/2$ pour les 2 raies soit, au centre des anneaux :

$$2e_1 + \lambda_m/2 = k\lambda_1 = (k + 1/2)\lambda_2$$

(le terme $\lambda_m/2$ provient de la séparatrice – voir remarque 1.7 – , sa valeur prise ici étant la moyenne entre λ_1 et λ_2).

Le brouillage suivant, l'ordre d'interférence aura augmenté de n pour λ_1 et de $(n + 1)$ pour λ_2 .

$$2(e_1 + \Delta e) + \lambda_m/2 = (k + n)\lambda_1 = (k + n + 3/2)\lambda_2$$

Par différence, on trouve donc

$$2\Delta e = n\lambda_1 = (n + 1)\lambda_2 = \frac{n}{1/\lambda_1} = \frac{n + 1}{1/\lambda_2} = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

Soit, en remplaçant $\lambda_1 \cdot \lambda_2$ par λ_m^2 ,

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_m^2}{2\Delta e}$$

Expérimentalement (voir la fig. 17), on trouve $\Delta e = 0.291$ mm soit $\Delta\lambda = 0.597$ nm.

Remarques

– Il est évident que la mesure de Δe , donc de l'écart $\Delta\lambda$, est meilleure si l'on repère plusieurs anti-coïncidences successives.

– On parle quelquefois de phénomène de battements. Il s'agit ici de battements en intensité ; ce ne sont pas les 2 vibrations qui battent entre elles, ce sont les 2 systèmes d'interférences qui s'additionnent en intensité.

– Le brouillage par addition des intensités des 2 systèmes d'anneaux ne se produit que parce que la répartition d'intensité de chaque système est sinusoïdale (en $1 + \cos 2\pi\delta/\lambda$) ce qui est une propriété des interférences à 2 ondes. Dans le cas de l'interféromètre de Fabry-Pérot, « l'anti-coïncidence » apparaîtra comme un système d'anneaux 2 fois plus serré qu'avec une raie unique.

– On peut aussi déterminer par la même méthode l'écart $\Delta\lambda$ du doublet jaune du mercure mais il faut, avec un filtre, isoler les raies jaunes. On trouve $\Delta\lambda \simeq 2.11\text{nm}$.

Cette expérience est, en fait, un exemple simple de spectroscopie par transformée de Fourier que nous allons développer en 2.2.

Expérience complémentaire : mesure des rayons des anneaux

Se placer dans une région de fort contraste et mesurer les rayons des anneaux noirs successifs (toujours dans le plan focal de L_3) et qui correspondent à des valeurs de k entières décroissantes.

On montre que les carrés des rayons varient en progression arithmétique et on peut en déduire l'épaisseur de la lame et l'ordre d'interférence ($r^2 \simeq 2f^2 (1 - \frac{k\lambda}{2e})$).

2.2 - Spectroscopie par transformée de Fourier

Dans le chapitre III, en 4.2, nous avons indiqué que le facteur de cohérence est proportionnel à la transformée de Fourier du spectre de la source

$$\gamma(\delta/e) = TF(B(\nu))$$

où δ est la différence de marche ($= 2e$ au centre).

En faisant apparaître le nombre d'onde $\sigma = 1/\lambda$, l'intensité mesurée est, si le spectre de la source s'étend de σ_1 à σ_2

$$I(\delta) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma) (1 + \cos 2\pi\sigma\delta) d\sigma$$

– Pour une source strictement monochromatique de nombre d'onde σ_0 (condition assez bien approchée par le Laser), $B(\sigma)$ est un Dirac et l'intensité mesurée est

$$I(\delta) = I_0(1 + \cos 2\pi\sigma_0\delta)$$

La périodicité observée est $\delta = 1/\sigma_0$ soit $e = \lambda_0/2$

– Pour 2 raies monochromatiques d'intensité égale et de nombres d'onde σ_1 et σ_2 , on a

$$I(\delta) = I_0(2 + \cos 2\pi\sigma_1\delta + \cos 2\pi\sigma_2\delta)$$

$$I(\delta) = 2I_0 \left(1 + \cos\left(2\pi \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \delta\right) \cdot \cos(\pi(\sigma_2 - \sigma_1) \delta) \right)$$

Par défilement de l'épaisseur, on observe une succession d'anneaux avec la périodicité $\delta = \frac{2}{(\sigma_1 + \sigma_2)}$ soit $e \approx \lambda_m/2$, le phénomène présentant une succession de brouillage et la périodicité de ces brouillages (battements) est $\Delta e = \frac{1}{2(\sigma_2 - \sigma_1)}$ d'où

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_1\lambda_2}{2\Delta e}$$

- Pour une raie spectrale de profil gaussien (lampe basse pression), on a

$$I(\delta) = \int \exp\left(-\frac{(\sigma - \sigma_0)^2}{2(\Delta\sigma)^2}\right) (1 + \cos 2\pi\sigma\delta) d\sigma$$

$\Delta\sigma$ caractérise la largeur de la raie.

$$I(\delta) = E_{moyen} (1 - e^{-2\pi^2(\Delta\sigma)^2\delta^2} \cos 2\pi\sigma_0\delta)$$

La transformée de Fourier d'une gaussienne est une gaussienne.

- Pour une raie de profil lorentzien (lampe haute pression), on a

$$I(\delta) = \int \frac{1}{(\sigma - \sigma_0)^2 + (\Delta\sigma)^2} (1 + \cos 2\pi\sigma\delta) d\sigma$$

$$I(\delta) = E_{moyen} (1 - e^{-2\pi\Delta\sigma|\delta|} \cos 2\pi\sigma_0\delta)$$

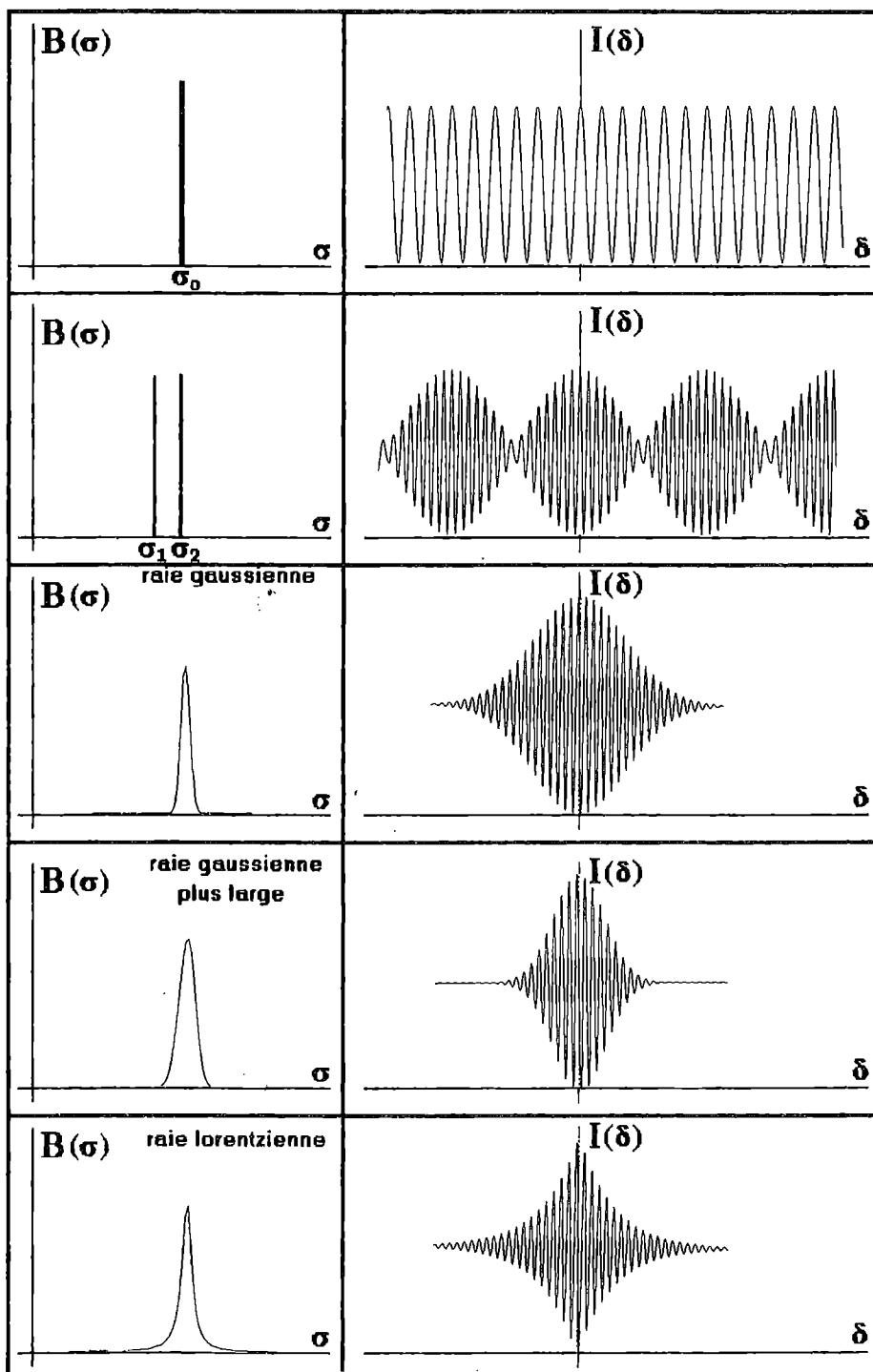
On observe, dans les deux cas, une décroissance du contraste des anneaux lorsqu'on augmente l'épaisseur.

La figure 16 donne pour chaque exemple le spectre de la source et l'interférogramme correspondant.

Dans les deux cas, plus la raie est large et plus la décroissance des interférences est rapide et la distance e qui donne le brouillage des anneaux permet de remonter à la largeur de la raie. L'ordre de grandeur est donné par $\Delta\lambda \sim \lambda^2/2e$.

La puissance de la méthode vient de ce que l'enregistrement de l'interférogramme (intensité observée en fonction de l'épaisseur de la lame) permet de remonter par transformée de Fourier inverse au spectre de la source et d'étudier la structure des raies spectrales.

fig. 16



2.3 - Expériences illustrant la spectroscopie par transformée de Fourier

Placer un photorécepteur au centre de la figure d'anneaux et enregistrer l'éclairage lorsque l'épaisseur de la lame augmente régulièrement. Le Michelson est équipé d'un moteur très démultiplié permettant d'agir sur la vis C₃ (0.1 tour/min soit 50 µm/min). La sortie du récepteur sera reliée à un enregistreur Y(t).

2.3.1 - Doublet du sodium ou doublet jaune du mercure (voir 2.1)

On peut se contenter de mettre en évidence les positions successives de brouillage en utilisant les graduations de C₃ et remonter ainsi à l'écart de longueur d'onde.

On peut aussi faire un enregistrement de l'interférogramme, l'un avec un défilement rapide du papier afin de voir le terme en $\cos 2\pi \frac{\sigma_1 + \sigma_2}{2} \delta$, l'autre avec un défilement très lent (fig. 17) afin de bien visualiser l'enveloppe des battements. En tenant compte de la vitesse de rotation du tambour C₃ et de la vitesse de défilement du papier de l'enregistreur, en déduire λ_m et $\Delta\lambda$.

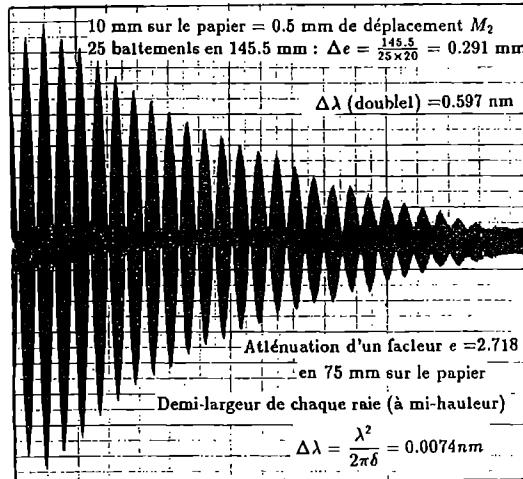


fig. 17

2.3.2 - Largeur de raie

Faire deux enregistrements de l'interférogramme donné par la raie verte du mercure, l'un avec une lampe basse pression, l'autre avec une lampe haute pression.

Isoler la raie avec un filtre interférentiel centré sur 546 nm mais plus large que la raie spectrale attendue.

En déduire l'ordre de grandeur de la largeur de la raie dans chaque cas.

On peut aussi qualitativement montrer la différence dans le degré de cohérence temporelle entre les 2 lampes en visualisant les anneaux avec une épaisseur telle qu'ils soient très contrastés avec la BP et moins contrastés (mais plus lumineux) avec la HP. On peut également utiliser une lampe HP seule qui, au démarrage, se comporte comme une BP : les anneaux se brouillent au fur et à mesure que la lampe chauffe (si l'on a mis l'épaisseur nécessaire).

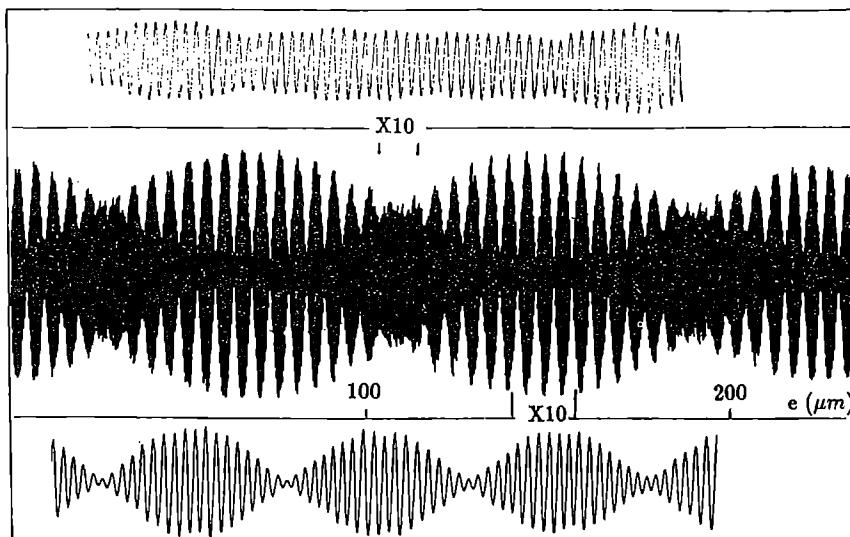
La fig. 17 enregistrée avec la lampe à vapeur de sodium fait apparaître également la largeur propre commune de chaque raie par l'atténuation des battements. L'allure exponentielle de l'enveloppe indique un profil lorentzien.

2.3.3 - Cas général

Par exemple, l'enregistrement de la figure 18 (lampe à vapeur de mercure avec filtre jaune-vert peu sélectif laissant passer la raie verte et le doublet jaune) donne accès à :

- la longueur d'onde de la raie verte par la périodicité des anneaux (loupe supérieure avec vitesse rapide de l'enregistreur) : $40 \text{ anneaux} = 20 \lambda = 10.92 \mu\text{m}$;
- l'écart de longueur d'onde entre la raie verte et la raie jaune moyenne par la fréquence des battements serrés (loupe inf.) : $3 \Delta e = 14.8 \mu\text{m} \Rightarrow \Delta \lambda_{V,J} = 32 \text{ nm}$;
- l'écart de longueur d'onde du doublet jaune par la fréquence des battements plus étalés : $2\Delta e = 159 \mu\text{m} \Rightarrow \Delta \lambda_{J,J} = 2.1 \text{ nm}$;
- la largeur (commune) de chaque raie par l'affaiblissement général de la figure ;
- les intensités relatives des différentes raies par une mesure du contraste des deux battements observés (tenir compte de la réponse spectrale du détecteur).

fig. 18



Remarque : Une possibilité est maintenant offerte par l'utilisation d'un micro-ordinateur pour l'acquisition des interférogrammes. Son grand intérêt vient du traitement que l'on peut effectuer sur l'enregistrement en particulier si le logiciel permet de faire la transformée de Fourier.

La fig. 19a présente un enregistrement avec une lampe de lumière blanche suivie d'un filtre interférentiel. Nous avons utilisé la carte d'acquisition PC-Mes2 et le logiciel Physcope de Eurosmart. Sur le même enregistrement est tracée une courbe exponentielle qui enveloppe assez bien la courbe expérimentale (donc profil de raie lorentzien).

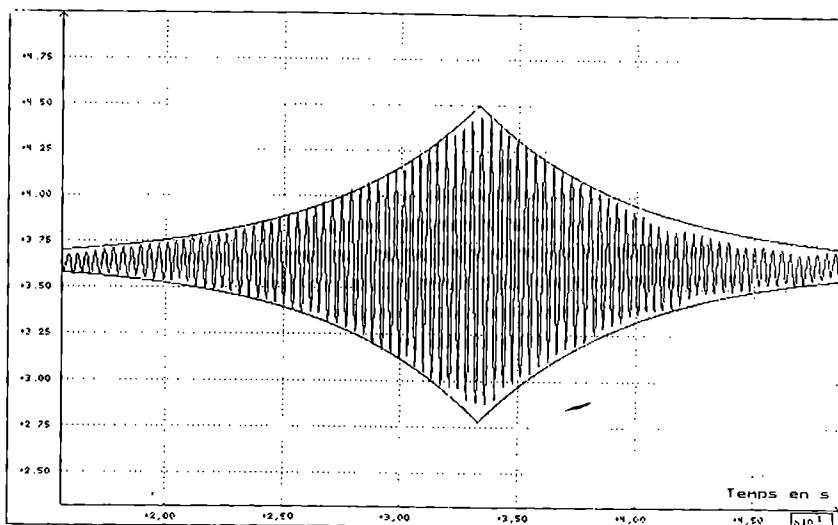


fig. 19a

La fig. 19b représente la transformée de Fourier de l'enregistrement et donne la fréquence $N=2.68$ et la largeur totale à mi-hauteur $\Delta N \simeq 0.05$.

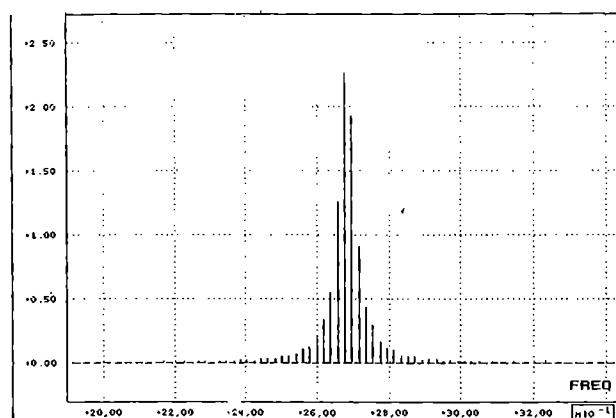


fig. 19b

De la vitesse de l'enregistrement ($v = 50 \mu\text{m}/\text{min}$), on peut en déduire la longueur d'onde et la largeur spectrale totale à mi-hauteur du filtre :

$$\lambda = 2vT = 2 \frac{v}{N} = \frac{100}{60 \times 2.68} = 0.622 \mu\text{m}$$

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2 \Delta N}{2v} \simeq 11.6 \text{ nm}$$

On peut ainsi remonter au profil de transmission du filtre et à sa bande passante.

– Le signal du détecteur possède une modulation à 100 Hz (alimentation alternative de la lampe). Il faut donc faire un filtrage passe-bas ($N_{coupure} \approx 10\text{Hz}$) avant d'acquérir le signal.

– Le déplacement du miroir doit être très régulier (sinon apparition de pics de fréquence parasites).

2.4 - Cohérence spatiale

2.4.1 - Taille de la source et localisation des franges

Se placer en coin d'air en lumière blanche et visualiser les franges rectilignes irisées près de la frange centrale noire. Agir sur A_1 et A_2 afin d'obtenir des franges verticales. Ces interférences sont localisées au voisinage des miroirs puisque la lentille de projection en fait l'image sur l'écran ; sans lentille, on ne voit pas d'interférences.

Faire le montage de la fig. 20 où la lampe Q-I éclaire une fente source verticale (parallèle aux franges). Si la fente est assez fine, les interférences sont visibles même en l'absence de lentille de projection : les interférences sont non localisées (le dispositif ressemble assez aux miroirs de Fresnel). Lorsqu'on élargit la fente source, on observe, pour une certaine largeur, un brouillage presque total des franges, puis, si l'on continue à élargir F , les franges réapparaissent (faiblement) avec un contraste inversé : la frange centrale est claire.

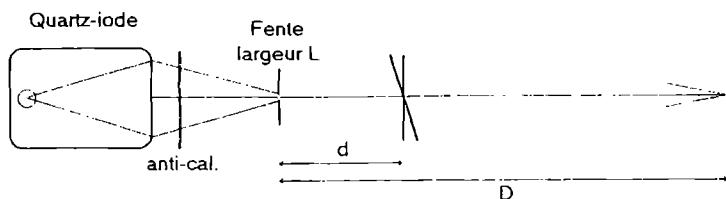


fig. 20

Ainsi que rappelé dans le chapitre III, 4.2, le contraste des franges est proportionnel au sinus cardinal sinc ($L\alpha/\lambda$) (fig. 21).

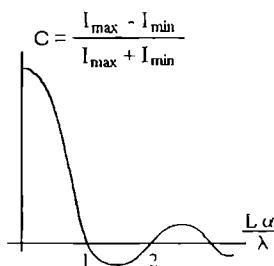


fig. 21

Le brouillage est observé lorsque $L = \lambda/\alpha$.

Or, l'interfrange mesuré sur l'écran est $i = \lambda D/a$ où a est la distance entre les sources ($a = \alpha d$) et D la distance sources-écran.

On a donc brouillage lorsque $L = d i/D$.

On peut vérifier quantitativement cette valeur en prenant une fente graduée. L'interfrange sera mesuré sur l'écran (comme on travaille en lumière blanche, on prendra un filtre autour de 560 nm – maximum de sensibilité de l'œil –) et les distances d et D seront celles de la figure 20.

Lorsqu'on continue à élargir la fente source, le contraste s'annule rapidement. Les franges existent toujours mais uniquement localisées sur les miroirs : remettre la lentille de projection.

Si l'on augmente l'angle, l'interfrange diminue et il faut diminuer la largeur de la fente source pour continuer à voir les franges.

On en déduit une règle pratique pour observer des franges avec une source étendue : on prend une largeur de fente à peu près moitié de celle donnant le brouillage : le contraste est encore très bon ($2/\pi$) et la quantité de lumière importante.

Remarques

– La condition de brouillage dépend de λ mais l'œil l'appréciera pour son maximum de sensibilité. On n'obtient d'ailleurs pas un brouillage parfait sur tout le champ pour cette raison.

Il est aussi possible de faire cette expérience en monochromatique (lampe Na ou filtre) ; le brouillage est alors parfait mais on perd beaucoup en luminosité.

– On peut retrouver la condition de brouillage avec un raisonnement « géométrique ».

Prenons le cas des fentes d'Young et considérons d'abord une fente source fine F_1 : la figure d'interférences sur l'écran est bien connue (fig. 22).

Considérons maintenant une autre fente source F_2 : elle donnera la même figure seulement décalée d'un angle $\alpha = l/d$.

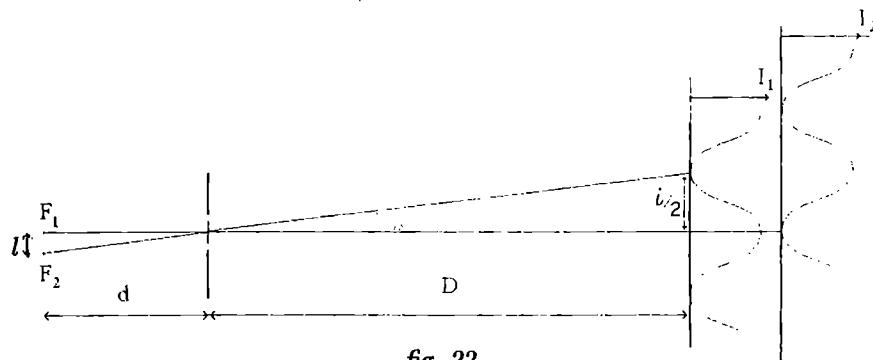


fig. 22

Si les fentes F_1 et F_2 éclairent simultanément les fentes d'Young, on aura brouillage lorsque $\frac{l}{d} = \frac{i}{2}$.

Envisageons maintenant une fente large dont la largeur serait égale à $L = 2l$ (fig. 23a).

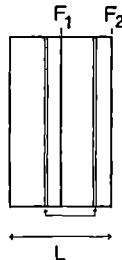


fig. 23a

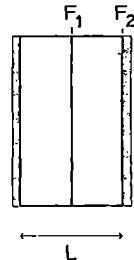


fig. 23b

On voit que le brouillage sera conservé puisqu'on pourra associer chaque fente élémentaire à son complément donnant le brouillage. Si l'on élargit encore la fente, les seules parties qui n'auront pas leur « complément » seront (fig. 23b) celles qui donnent l'état d'interférence opposé à F_1 , d'où le contraste inversé (et faible puisque partiellement « noyé » par l'éclairement constant donné par la fente de largeur L).

On a donc brouillage lorsque $L = d i/D$.

2.4.2 - Relation entre l'épaisseur de la lame et la taille de la source

Le but de cette expérience est de montrer que dans le cas des interférences localisées du coin d'air, la taille maximale de la source est liée à l'épaisseur moyenne de la lame.

On réalise les franges du coin d'air avec la lampe à vapeur de sodium mais l'éclairage de la lame se fait au moyen d'un collimateur formé d'un diaphragme à iris placé au foyer d'une lentille convergente (régler par autocollimation) : fig. 24.

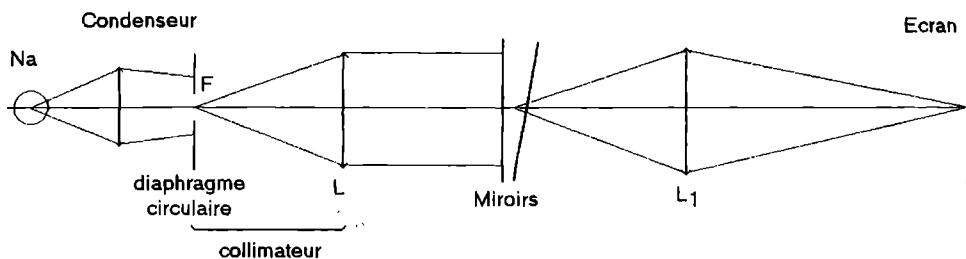


fig. 24

Procédure

- En partant d'une position voisine de l'épaisseur nulle (les franges doivent être très contrastées), agir sur C_3 jusqu'au brouillage. Faire varier le diamètre du diaphragme : en le réduisant, on obtient à nouveau les franges. Se placer à la limite d'observation.

– Faire le parallélisme sans changer l'épaisseur moyenne (par écartement des franges, A_1, A_2) et remplacer L_1 par L_2 ($f = 1\text{ m}$), l'écran étant dans le plan focal de L_2 . On doit donc former l'image du diaphragme et observer la partie centrale des anneaux d'égale inclinaison. La taille de ce diaphragme doit correspondre, si le système d'anneaux est à centre noir (retoucher si besoin est) à la moitié de la taille du premier anneau noir (fig. 25).

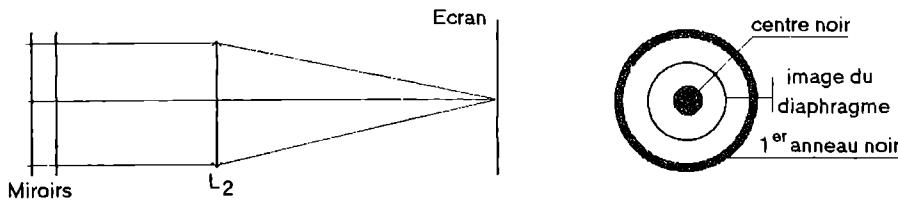


fig. 25

– Si l'on diminue l'épaisseur de la lame, les anneaux sont plus grands ; on peut alors augmenter le diamètre du diaphragme pour qu'il ait encore la même position relative. Repasser alors en coin d'air (A_1, A_2, L_1) : on se trouve à nouveau à la limite de brouillage des franges.

Cette condition se retrouve à partir de l'expression de la différence de marche :

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

Cette différence de marche ne doit pas varier, du centre de la source à la périphérie, de plus de $\lambda/4$ pour garder un contraste suffisant.

Or, en anneaux d'égale inclinaison, le premier anneau noir correspond, par rapport au centre noir, à une différence de marche de λ soit une incidence i telle que $2e(1 - \cos i) \simeq e i^2 = \lambda$.

En prenant une source dont le rayon angulaire est la moitié de cet angle, on est assuré de ne pas faire varier δ de plus de $\lambda/4$.

La conclusion est exprimée par la figure 26.



fig. 26

Lorsque l'épaisseur de la lame est faible, on peut avoir une source relativement étendue. Quand on augmente l'épaisseur, il faut diminuer la plage des angles d'incidence et donc diminuer la taille de la source. C'est pour cette raison de cohérence spatiale que les franges d'égale épaisseur sont visibles en lumière monochromatique même avec une source étendue quand leur épaisseur est très faible (taches d'huile). Si la source n'est pas monochromatique, il faut aussi (pour des raisons de cohérence temporelle cette fois) que l'épaisseur soit faible (sinon on obtient du blanc d'ordre supérieur).

2.5 - Blanc d'ordre supérieur et spectre cannelé

Se placer en franges du coin d'air en lumière blanche et faire avec la lentille L_2 une image des miroirs (et des franges) peu agrandie (par exemple $f_2 = 15 \text{ cm}$, distance miroirs-écran = $4f = 60 \text{ cm}$, grandissement = -1). Faire des franges verticales (A_1, A_2) et placer une fente fine parallèle aux franges à la place de l'écran. Faire l'image de la fente avec une lentille de projection et placer un PVD derrière cette lentille (fig. 27).

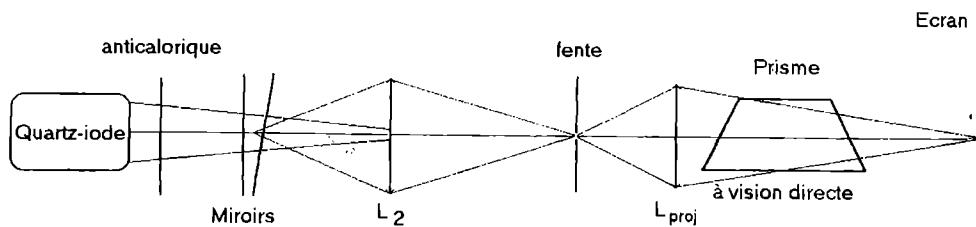


fig. 27

Faire varier légèrement l'épaisseur (avec C_3) : on observe un spectre cannelé qui représente la composition spectrale de la lumière qui tombe sur la fente et qui est du « blanc d'ordre supérieur ». Le nombre de cannelures augmente avec l'épaisseur de la lame. Le blanc d'ordre supérieur possède un spectre étendu qui est celui de la lumière blanche mais dans lequel il manque de nombreuses longueurs d'onde régulièrement réparties dans le spectre. Ici, il manque les longueurs d'onde correspondant à un ordre d'interférence demi-entier, c'est-à-dire celles pour lesquelles $2e + \lambda/2 = (k+1/2)\lambda$. En augmentant e , on augmente le nombre de valeurs de k pour lesquelles cette condition est réalisée avec λ compris entre 0.4 et 0.8 μm .

Remarque

La composition spectrale est évidemment la même pour une même épaisseur de part et d'autre de la frange centrale. Mais par un effet de compensation assez remarquable, on peut observer beaucoup mieux d'un côté que de l'autre les cannelures si la fente est un peu large. En effet, si la fente est large, la composition spectrale varie d'un bord à l'autre de la fente (sauf si l'angle est nul) et cela devrait conduire à un brouillage des cannelures. Mais cet effet est compensé dans un cas par le décalage correspondant de la position du spectre sur l'écran.

2.6 - Mesure de l'épaisseur optique d'une lame mince

On part des franges du coin d'air en lumière blanche et l'on place devant le miroir fixe une lame d'épaisseur e_L et d'indice n . Cette lame peut être une lamelle de microscope en verre ($n \approx 1.5$) et d'épaisseur de l'ordre de 100 μm . On peut prendre aussi une feuille mince de mica.

Cette lame augmente le chemin optique de la quantité $2(n - 1)e_L$. Pour ramener la frange centrale sur sa position initiale, il faut éloigner l'autre miroir de la même quantité que l'on peut mesurer sur le tambour C_3 .

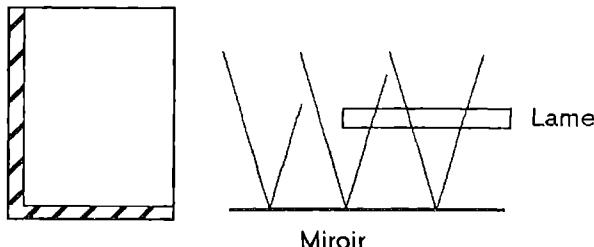
La méthode étant très sensible, on observe le plus souvent les défauts (variations d'épaisseur) de la lame mince introduite sauf si celle-ci est de qualité optique.

Le déplacement étant faible, on peut augmenter la précision de la mesure en agissant non sur la position du miroir (C_3) mais sur la compensatrice (B_2) dont l'inclinaison permet de faire varier très finement l'épaisseur optique correspondante. Le rapport de « démultiplication » est de 50 (1 tour de B_2 = 1 graduation de C_3 = 10 μm).

Remarques *

– On observe parfois sur le bord de la lame des franges pour un déplacement moitié de celui attendu. Cela correspond à des rayons inclinés de telle sorte que la lame n'est traversée qu'une seule fois (fig. 28).

fig. 28



– On doit en toute rigueur tenir compte de la dispersion $dn/d\lambda$ de l'indice. La conséquence en est que les franges n'ont plus les mêmes teintes que celles données par l'échelle de Newton (chap. VII), que le contraste diminue et – plus surprenant – que le nombre de franges visibles augmente avec l'épaisseur de la lame.

Autre illustration de la mise en évidence de faibles différences de marche : se placer au voisinage de la frange centrale et diminuer l'angle afin d'obtenir une couleur uniforme sur toute la surface du miroir (épaisseur constante = parallélisme parfait). Modifier l'indice de l'air sur l'un des trajets : on doit observer une modification de la couleur observée. Pour modifier l'indice, on peut placer un petit objet froid ou chaud entre un miroir et la séparatrice (surtout ne pas toucher les miroirs), diriger un jet de gaz (briquet éteint) ou seulement agiter l'air (très préférable pour la sécurité du Michelson) au voisinage du Michelson. Il est possible de déceler une variation de chemin optique d'une dizaine de nanomètres !

Une expérience en lumière polarisée (annexe du chapitre VII : interféromètre de Françon) permet également de mettre en évidence des variations d'indice (avec encore plus de sensibilité).

2.7 - Expérience de Fresnel - Arago

Voir le chapitre III-4.7.

Les deux chemins optiques étant bien séparés, il est possible de faire cette expérience illustrant la cohérence de polarisation avec le Michelson.

Se placer en franges du coin d'air en lumière blanche au voisinage de la frange centrale ou avec une lampe à vapeur de sodium. Placer deux petits polariseurs identiques (et de bonne qualité optique) entre la séparatrice et chacun des miroirs (P_1 et P_2) et deux polariseurs P'_1 et P'_2 à l'entrée et à la sortie (fig. 29).

* Suivant une suggestion de J.-L.Vialle, professeur à l'université Claude-Bernard de Lyon.

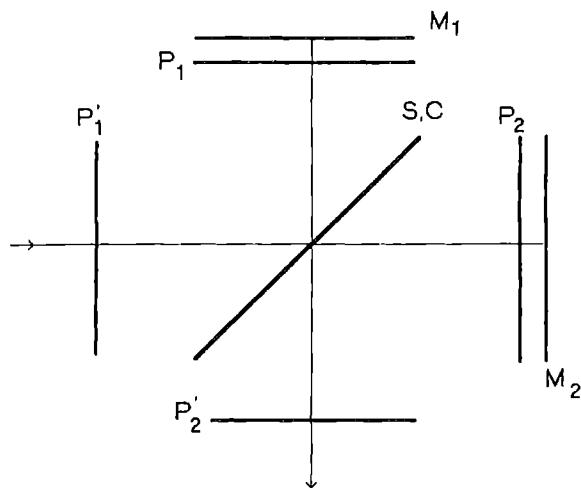


fig. 29

On effectue les mêmes expériences qu'au chapitre III en 4.7, a, b, c, d, e.

Nous verrons une autre expérience utilisant l'interféromètre de Michelson à l'occasion de l'étude de la biréfringence (chap. VII-3.6).

B - INTERFÉROMÈTRE DE FABRY-PEROT

1 - Description

1.1 - Principe de fonctionnement

L'interféromètre de Fabry-Pérot est un interféromètre à ondes multiples par division d'amplitude. Il est constitué de deux lames planes parallèles dont la distance peut être éventuellement variable. Les deux faces en regard sont traitées (dépôt métallique en couche mince) afin d'obtenir un coefficient de réflexion voisin de l'unité (fig. 30).

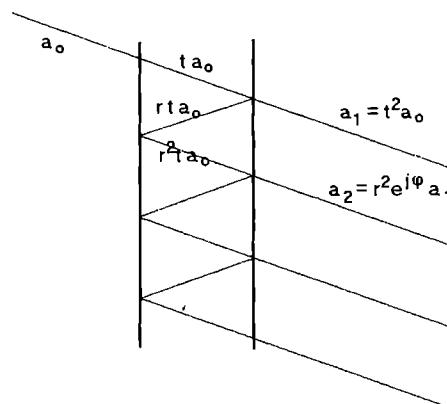


fig. 30

Les faces étant parallèles, les rayons qui interfèrent sont parallèles et les interférences sont donc localisées à l'infini. On peut utiliser une source étendue et les figures d'interférence sont des anneaux d'égale inclinaison que l'on observe dans le plan focal d'une lentille.

1.2 - Profil des anneaux et fonction d'Airy

La différence de marche entre deux rayons émergents successifs est

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

soit un déphasage $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$

et le rapport des amplitudes de deux rayons successifs est $\frac{a_{n+1}}{a_n} = r^2$ où r est le coefficient de réflexion en amplitude de chaque lame.

L'amplitude de l'onde résultante dans une direction i est donc donnée par

$$a_t = \sum_{n=1}^{n=\infty} a_n = \sum_{n=1}^{n=\infty} (r^2 e^{j\varphi})^{n-1} a_1 = a_0 T \frac{1}{1 - r^2 e^{j\varphi}}$$

où $T = t^2$ est le coefficient de transmission en intensité.

On en déduit l'intensité de l'onde résultante

$$I = I_0 \frac{T^2}{(1-R)^2} \frac{1}{1 + m \sin^2 \frac{\varphi}{2}}$$

où $m = \frac{4R}{(1-R)^2}$ et R le coefficient de réflexion en intensité ($= r^2$).

En faisant varier φ , c'est-à-dire l'angle d'incidence i , l'intensité varie selon la fonction d'Airy de la figure 31 tracée pour 2 valeurs de m .

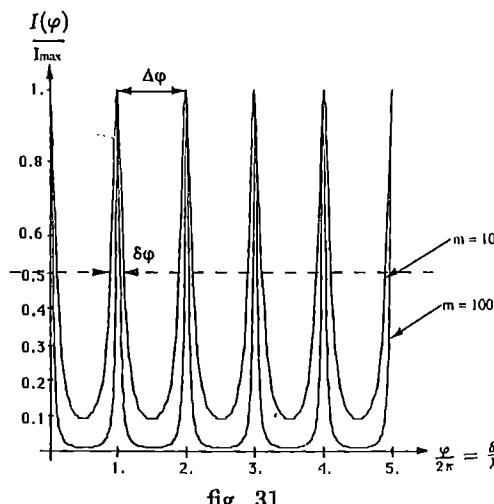


fig. 31

On caractérise la qualité d'un Fabry-Pérot par sa finesse $F = \frac{\Delta\varphi}{\delta\varphi}$, rapport de la distance entre pics à la largeur des pics à mi-hauteur.

Le coefficient de réflexion étant voisin de 1 (et donc m grand), on obtient

$$F = \frac{\pi\sqrt{R}}{(1-R)}$$

L'intensité minimale entre les anneaux est très faible, le contraste des anneaux étant donc très voisin de 1 ($C = \frac{m}{2+m} = \frac{2R}{1+R^2}$).

2 - Réglage et mesures

2.1 - Réglage du Fabry-Pérot et mesure de la finesse

Le but du réglage est de réaliser le parallélisme de la lame. On effectue d'abord un réglage approché au moyen du Laser, le réglage parfait étant obtenu avec une source étendue, par exemple à vapeur de sodium.

Le F.P. comporte, sur chacune de ses faces, trois vis de réglage, d'un côté de réglage grossier, de l'autre de réglage fin. Sur les modèles comportant une variation d'épaisseur par vis micrométrique, seules 2 vis sont réglables de chaque côté. Se placer au départ avec l'épaisseur minimale.

Eclairer le F.P. avec le faisceau Laser sous une incidence normale (se servir des faisceaux réfléchis pour le contrôler). On observe une série de taches lumineuses (fig. 32a) correspondant aux réflexions multiples sur les deux faces de la lame (on observe d'ailleurs plusieurs séries de taches plus faibles provenant de réflexions sur les faces externes des lames de verre qui sont légèrement prismatiques afin de rejeter ces réflexions parasites) (fig. 32b).

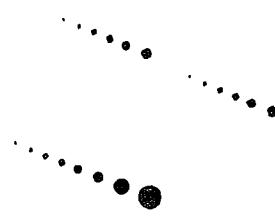


fig. 32a

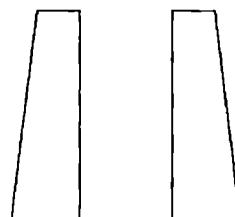


fig. 32b

Placer les vis de réglage fin à mi-course et agir sur le réglage grossier pour n'obtenir qu'une seule tache. On peut améliorer le parallélisme ainsi obtenu en élargissant (avec une lentille de très courte focale) le faisceau Laser : on doit observer des franges rectilignes que l'on écarte jusqu'à avoir une amorce d'anneaux. Faire converger la lumière du Laser avec une deuxième lentille (convergente $f \sim 10$ cm). On doit voir des anneaux très fins.

A ce point du réglage, on peut déjà effectuer une mesure de la finesse du F.P. Placer un détecteur (photomultiplicateur) au centre des anneaux et augmenter très lentement l'épaisseur de la lame (pour le modèle comportant cette possibilité). Se déplacer toujours dans le même sens afin d'éviter les effets d'hystérésis mécanique.

Enregistrer sur table traçante le profil des anneaux ainsi obtenus et déterminer la finesse (voir fig. 31). On peut en déduire le coefficient de réflexion.

Placer ensuite une lampe spectrale (vapeur de sodium ou de mercure). Les interférences sont maintenant localisées à l'infini. On doit les observer dans le plan focal d'une lentille ($f = 50 - 100$ cm) et on doit faire converger la lumière de la lampe sur le F.P. avec le condenseur.

Si le parallélisme réalisé précédemment est très bon, on peut commencer à voir les anneaux sur l'écran et on peut améliorer la netteté en agissant très doucement sur le réglage fin. Mais, en général, le réglage est insuffisant et on ne voit rien sur l'écran. Il faut donc régler à l'œil. Placer un dépoli devant la lampe et observer les anneaux à travers le F.P. En se déplaçant latéralement de haut en bas et de gauche à droite, les anneaux se modifient : il en disparaît ou il en naît au centre. C'est donc que l'épaisseur n'est pas strictement constante d'un bord à l'autre de la lame. Agir sur le réglage fin (une vis puis l'autre) jusqu'à ce que les anneaux gardent le même aspect en se déplaçant.

Enlever le dépoli, faire converger la lumière sur le F.P. et placer l'écran dans le plan focal de L (fig. 33). Retoucher éventuellement très faiblement le réglage fin pour améliorer la netteté des anneaux.

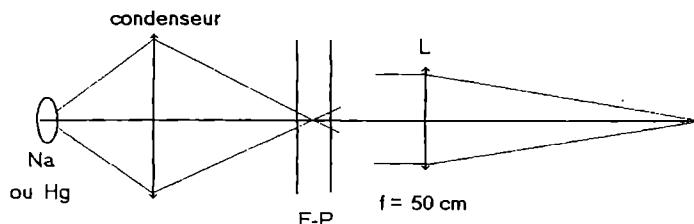


fig. 33

2.2 - Mise en évidence du doublet du sodium

Dans le cas d'une lampe à vapeur de sodium, on doit observer pour une épaisseur quelconque l'aspect des anneaux de la figure 34a. Elle correspond en fait à deux familles d'anneaux, chacune donnée par une des raies du doublet. En faisant varier l'épaisseur, on change la position relative des deux systèmes et l'on peut passer d'une coïncidence (fig. 34b) à une anticoïncidence (fig. 34c) qui donne l'impression d'un système unique deux fois trop serré (pour l'épaisseur considérée).

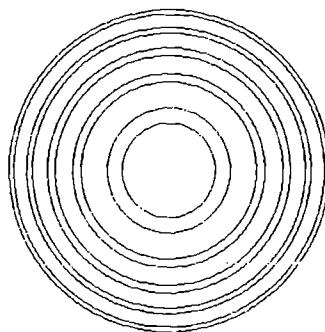


fig. 34a

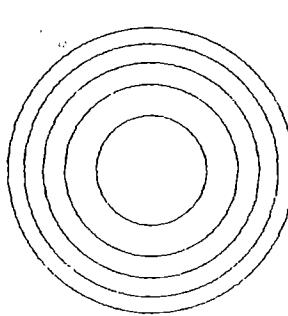


fig. 34b

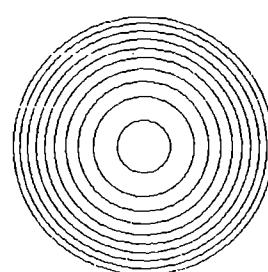


fig. 34c

Comme pour le Michelson, il est possible de déterminer l'écart de longueur d'onde du doublet par la détermination de la distance d'une coïncidence à la coïncidence suivante.

De même, les carrés des rayons des anneaux brillants varient linéairement avec le numéro et l'on peut en déduire l'épaisseur de la lame et l'ordre d'interférence $r^2 = 2f^2(1 - \frac{k\lambda}{2e})$.

2.3 - Autres expériences

2.3.1 - Lampe à vapeur de mercure

Une lampe BP donnera des anneaux fins et l'on apercevra les différentes familles d'anneaux correspondant aux diverses raies (essentiellement indigo à 435 nm, verte à 546 et doublet jaune 577-579 nm). Selon les épaisseurs, on peut avoir des coincidences entre certains systèmes.

Avec une lampe HP, on pourra observer un élargissement des anneaux si la finesse instrumentale est suffisante au départ.

2.3.2 - Effet Zeeman

L'observation de cet effet est rendue possible grâce au grand pouvoir de résolution du F.P.

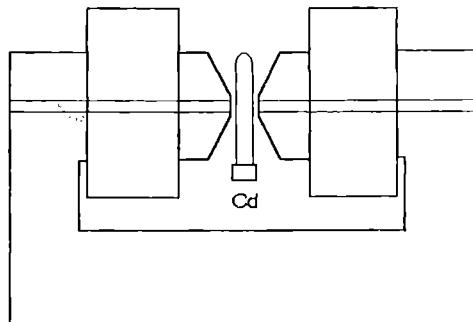
Si l'on adopte comme critère de résolution la condition que la distance entre deux anneaux soit supérieure à la largeur à mi-hauteur, on obtient

$$\Delta\lambda > \frac{\lambda^2(1-R)}{2\pi\sqrt{R} e \cos i} = \frac{\lambda^2}{2Fe \cos i}$$

Un Fabry-Pérot sépare d'autant mieux les raies que son épaisseur est plus importante.

Le champ magnétique – de l'ordre du tesla – est fourni par un électroaimant (fig. 35a)

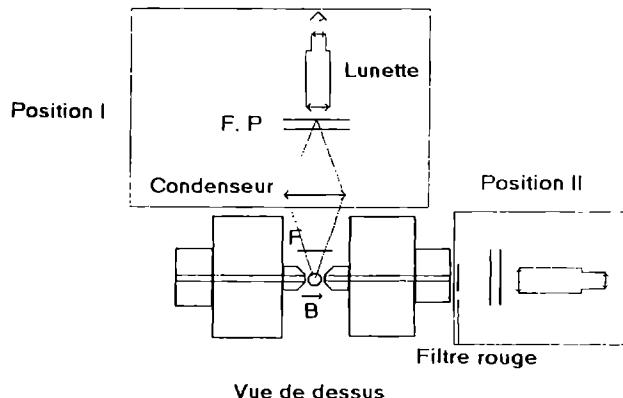
fig. 35a



L'effet Zeeman sur les raies du Cadmium étant faible, il faut augmenter l'épaisseur du F.P. (au moins 5 mm) pour espérer mettre l'effet en évidence.

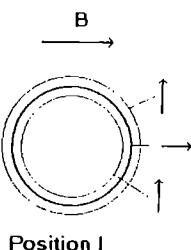
Les anneaux sont alors très resserrés et l'observation se fait avec une lunette (fig. 35b) réglée sur l'infini ou au moyen d'une caméra vidéo (avec zoom) sur un téléviseur.

fig. 35b



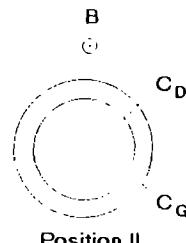
Sur la raie rouge (644 nm), l'observation perpendiculairement au champ magnétique B – position I – fait apparaître un triplement de l'anneau initial avec l'état de polarisation rectiligne indiqué sur la figure 35c. La distance entre anneaux augmentera avec le champ magnétique.

Si l'on observe longitudinalement (pièces polaires percées) – position II – , on ne voit alors que les 2 anneaux extérieurs polarisés circulairement (fig. 35d).



Position I

fig. 35c



Position II

fig. 35d

3 - Mise en évidence des différents modes d'un Laser

3.1 - Interféromètre Fabry-Pérot confocal

L'appareil décrit dans ce chapitre, de marque Melles-Griot, permet de mettre en évidence les différents modes d'un Laser et de mesurer la distance entre modes.

Il s'agit d'un interféromètre dont les miroirs sont sphériques et dont la distance est telle que les 2 foyers sont confondus. La condition de résonance de la cavité est obtenue lorsque la différence de marche entre un rayon et le rayon ayant subi des réflexions supplémentaires et possédant la même direction est égale à un nombre entier de longueurs d'onde. A chaque réflexion, une petite fraction de la lumière est transmise ; à la résonance, les amplitudes des rayons multi-réfléchis s'additionnent et donnent donc un pic de transmission.

Dans le Fabry-Pérot plan, cette condition de résonance (pour le rayon normal aux miroirs) était $2d = k\lambda$.

Dans le cas du F.P. confocal, la figure 36 indique que cette condition est maintenant $4d = k\lambda$.

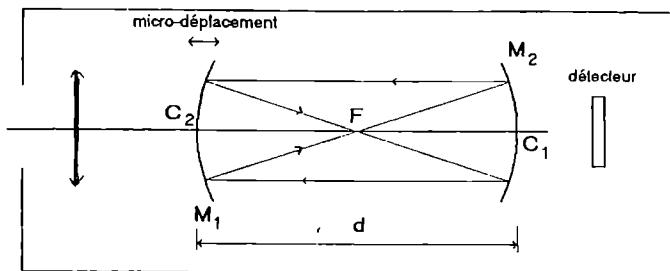


fig. 36

3.2 - Principe de fonctionnement

Si l'on fait varier très légèrement la distance entre les miroirs, la condition de résonance n'est plus réalisée pour la même longueur d'onde. Dans l'appareil Melles-Griot, un des miroirs est porté par un cristal piézo-électrique et lorsqu'on applique sur ce cristal une rampe de tension, la distance varie linéairement. Un photodétecteur (diode Si ou Ge) enregistre l'intensité transmise par le F.P. en fonction de la tension appliquée au cristal.

Dans le cas d'une lumière parfaitement monochromatique et si le déplacement du miroir mobile est suffisant, on observera une succession de pics correspondant aux ordres d'interférences k successifs.

L'écart entre les pics définit le « free spectral range » FSR (étendue spectrale libre). En appelant Δd , la variation d'épaisseur entre 2 pics successifs, on a

$$4d = k\lambda_1$$

$$4(d + \Delta d) = (k + 1)\lambda_1 = k\lambda_2$$

$$\lambda_2 - \lambda_1 = \Delta\lambda = \frac{\lambda_1}{k} = \frac{\lambda_1^2}{4d}$$

On exprime plus généralement ce FSR en terme de fréquence :

$$FSR = \frac{c}{4d}$$

Ainsi, le modèle de F.P. de distance entre les miroirs 3.75 cm correspond à un FSR de 2 GHz. Si l'étendue spectrale de la lumière incidente est supérieure à cette valeur, il y aura recouvrement des divers ordres d'interférences.

La largeur des pics observés (toujours pour une raie parfaitement monochromatique) est une indication de la finesse de l'appareil qui dépend du coefficient de réflexion des miroirs (et également de divers défauts résiduels – défauts de surface, instabilités). L'analyseur Melles-Griot possède une finesse > 200.

3.3 - Détermination du nombre et de la distance entre modes d'un Laser

Effectuer les branchements indiqués dans la notice de l'appareil. Ils consistent à envoyer sur la voie Y d'un oscillo le signal du photodétecteur et en X le balayage en tension du cristal piézo. On peut régler l'amplitude de la rampe (donc le nombre de FSR observables).

Envoyer le faisceau Laser HeNe rouge sur la tête d'analyse et régler l'alignement afin d'obtenir un signal Y important.

On doit observer sur l'oscillo une figure analogue à celle de la fig. 37.

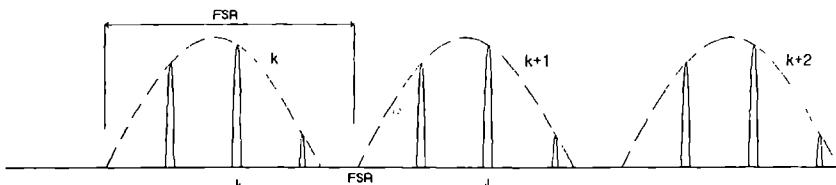


fig. 37

On observe dans cet exemple une répétition de 3 groupes de 3 raies. Si le Laser est en fonctionnement depuis moins de 1 ou 2 heures, on observe un glissement continu des 3 raies à l'intérieur d'un même groupe, l'intensité de chaque raie évoluant à l'intérieur d'une même enveloppe (en pointillé). Ce glissement provient d'une modification de la longueur de la cavité par dilatation thermique.

On peut ensuite déterminer la distance entre modes. La calibration de l'oscillo est fournie par la distance entre 2 pics analogues de 2 groupes successifs : elle correspond au FSR soit 2 GHz (pour le modèle que nous avons utilisé).

Mesurer ensuite la distance entre 2 pics à l'intérieur d'un même groupe : par règle de trois, on obtient la distance entre modes.

La largeur totale à mi-hauteur d'un pic peut donner la largeur propre d'un mode du Laser si celle-ci est supérieure à la résolution du F.P. Cette résolution, exprimée en fréquence, est reliée à la finesse par $\Delta\nu = \text{FSR} / \text{finesse}$, soit environ 10 MHz.

Mettre un polariseur sur le faisceau incident : on peut en déduire la polarisation des différents modes (*on trouve généralement des polarisations rectilignes croisées pour 2 modes successifs*).

Faire la même mesure pour des Lasers HeNe de différentes longueurs.

Remarques

– La distance entre modes est reliée à la longueur l de la cavité du Laser : $\Delta\lambda = \lambda^2 / 2l$ soit en l'exprimant en fréquence ($\nu = c/\lambda \rightarrow \Delta\nu = c\Delta\lambda/\lambda^2$) : $\Delta\nu = c/2l$.

– A quoi correspond l'enveloppe à l'intérieur de laquelle se déplacent les pics ?

Le Laser est un oscillateur optique qui comprend :

– a – un amplificateur optique (dû à l'émission stimulée dans le milieu actif) : gain A ;

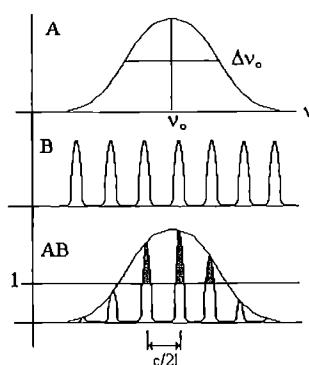
– b – une cavité résonnante qui sert de boucle de réaction qui réinjecte le signal à l'entrée de l'amplificateur. Soit B ce coefficient de réaction.

La variation du gain A en fonction de la fréquence correspond à la raie atomique centrée sur la fréquence ν_0 et de largeur $\Delta\nu_0$ (fig. 38a).

La cavité est un résonateur à fréquences multiples, celles pour lesquelles la longueur de la cavité est un multiple de la demi-longueur d'onde. La courbe de réponse fréquentielle de B est représentée en fig. 38b.

Le système entre en oscillations lorsque la condition de Barkhausen est vérifiée : $A \cdot B \geq 1$. Cette condition apparaît sur la fig. 38c. Elle donne les modes susceptibles d'être entretenus par l'oscillateur.

fig. 38a, b, c



CHAPITRE V

INSTRUMENTS D'OPTIQUE

Un instrument d'optique présente des caractéristiques appelées traditionnellement << qualités d'un instrument d'optique >>. Elles sont essentiellement au nombre de quatre :

- le grandissement qui permet de comparer les dimensions linéaires de l'image et de l'objet (projecteur de diapo). Dans le cas des instruments afocaux, on définit le grossissement qui est le rapport des dimensions angulaires (lunette astronomique). Dans d'autres cas, lorsqu'un objet à distance finie fournit une image à l'infini (microscope), on définit la puissance de l'instrument qui est le rapport entre la dimension angulaire de l'image et la dimension linéaire de l'objet ;
- le champ qui définit le domaine de l'espace-objet dont l'instrument donne des images satisfaisantes. On est amené à distinguer le champ en largeur (perpendiculaire à l'axe optique de l'instrument) et le champ en profondeur suivant cet axe ;
- la clarté qui concerne la comparaison des grandeurs photométriques de l'image et de l'objet ;
- le pouvoir de résolution qui traduit la capacité d'un instrument à percevoir des petits détails de l'objet.

Généralement, les appareils réels (pour observation visuelle ou pour enregistrement photographique) ne se prêtent pas toujours bien à des expériences de cours et nous serons amenés, dans certains cas, à constituer des modèles moins performants mais qui illustrent plus aisément les diverses qualités étudiées.

Nous étudierons successivement un instrument subjectif (qui donne de l'objet une image virtuelle observable à l'œil) : la lunette astronomique, et un instrument objectif (qui donne une image réelle) : l'objectif photographique.

On trouvera dans l'ouvrage **Expériences de Physique au CAPES 2^e édition**, 1996, éd. Bréal, une étude d'autres instruments : microscope, télescope, télobjectif.

A - LUNETTE ASTRONOMIQUE

1 - Généralités

Destinée à l'observation d'objets éloignés, elle doit donner une image à l'infini si l'on veut que l'œil de l'observateur n'ait pas besoin d'accommoder. C'est donc un instrument afocal où $F'_1 = F_2$ (fig. 1).

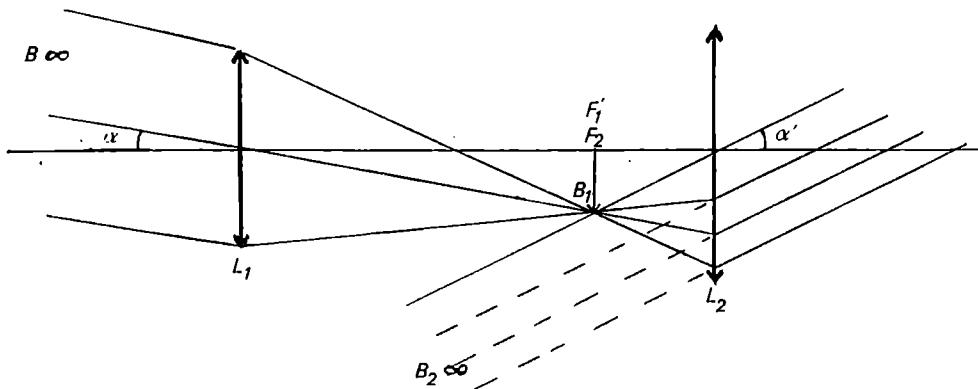


fig. 1

La première lentille est l'objectif de grande distance focale qui donne une image de grande dimension. L'oculaire permet d'observer cette image ; il sera représenté ici par une lentille unique.

On ne peut définir que le rapport des angles $\alpha'/\alpha = f_1/f_2$, appelé grossissement.

2 - Réalisation

L'utilisation d'un banc d'optique est recommandée pour réaliser des positionnements corrects. Commencer par placer toutes les lentilles l'une contre l'autre afin d'en régler la hauteur.

Pour présenter un modèle de la lunette (fig. 2), il faut :

- un objet à l'infini. Il sera réalisé au moyen d'un objet réel placé dans le plan focal d'une lentille convergente (régler par autocollimation). L'objet sera un quadrillage (ou une grille de 1 à 2 mm de pas) placé contre un papier diffusant. Ceci permet d'avoir un faisceau très ouvert (chaque point de l'objet « éclaire » tout l'objectif) et de supprimer l'image du filament ;

– un œil fictif observant à l'infini. Il sera réalisé avec un écran (jouant le rôle de la rétine) placé dans le plan focal d'une lentille convergente (jouant le rôle du cristallin). Régler la distance lentille-écran (en utilisant l'objet à l'infini précédent) et les rendre solidaires (avec tige et noix de serrage) ;

– la lunette sera réalisée avec 2 lentilles minces et se contenter d'un grossissement de 3 ou 4. Régler la distance objectif-oculaire de façon à avoir une image nette avec l'œil fictif. Cette distance doit être égale à la somme des distances focales. Rendre solidaires les 2 lentilles.

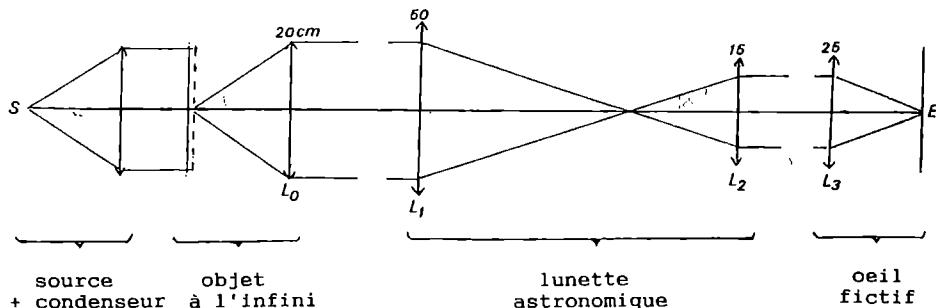


fig. 2

3 - Détermination de quelques caractéristiques

3.1 - Grossissement

$$G = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{f_1}{f_2}$$

$$\alpha = a/f_0$$

$$\alpha' = a'/f_3$$

a et a' sont les dimensions de l'objet et de son image dans l'œil.

A l'œil nu (enlever la lunette), on mesure $a'_0 = af_3/f_0$
d'où

$$G = a'/a'_0$$

Le grossissement est le rapport de la taille de l'image à travers l'instrument et à l'œil nu. Vérifier qu'il est égal au rapport des distances focales de l'objectif et de l'oculaire. Dans la pratique, une lunette astronomique possède un objectif donné et un jeu d'oculaires permettant de faire varier le grossissement. Nous verrons plus loin l'influence du grossissement sur le champ et sur la clarté de l'instrument.

3.2 - Champ en largeur

Placer contre L1 et L2 deux diaphragmes à iris D1 et D2 et montrer leur influence sur l'image.

3.2.1 - Diaphragme d'ouverture et pupilles

D1 agit essentiellement sur la luminosité de l'image (considérer surtout la partie centrale) et constitue donc un diaphragme d'ouverture*.

Son conjugué à travers ce qui le précède est, par définition, la pupille d'entrée ; c'est donc lui-même.

Son conjugué à travers ce qui le suit est la pupille de sortie. C'est l'image de D1 à travers l'oculaire : on l'appelle cercle oculaire. Le montrer en repérant derrière la lunette la position où le faisceau a la dimension transversale minimale : ce doit être aussi l'image de D1 (attention, dans ce modèle, à ne pas confondre avec l'image de la monture de L0 qui peut, dans certains cas, être plus petite – diminuer alors le diamètre de D1). C'est l'endroit où l'observateur met l'œil pour que sa propre pupille (dans notre modèle, c'est la monture de L3) ne diaphragme pas. Dans un appareil réel, un œillet permet de réaliser cette position commune de la pupille de sortie de l'appareil et de la pupille de l'œil (c'est aussi pour cela qu'il faut enlever ses lunettes pour utiliser des jumelles ou un microscope).

On peut aussi vérifier $G = d/d'$ où d et d' sont les diamètres de D1 et du cercle oculaire (fig. 3).

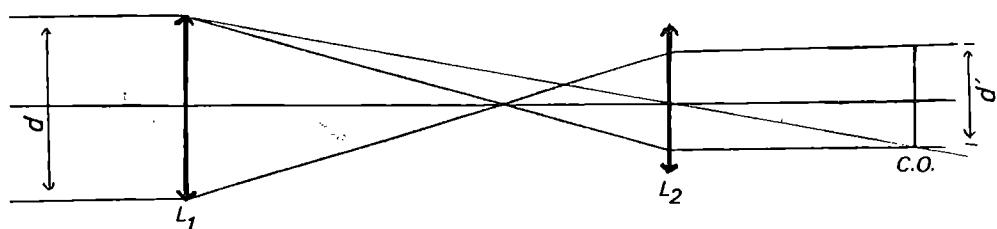


fig. 3

* Si D2 est trop petit au départ, il risque de constituer le diaphragme d'ouverture et c'est D1 qui sera alors diaphragme de champ (voir fig. 4). Ce n'est pas la situation de l'appareil réel.

3.2.2 - Diaphragme de champ et lucarnes

Le champ dépend du diamètre du diaphragme D2 qui constitue donc le **diaphragme de champ**.

Son conjugué dans l'espace objet s'appelle, par définition, lucarne d'entrée (c'est donc l'image de D2 donnée par L1 ; nous ne nous en servons pas dans la suite).

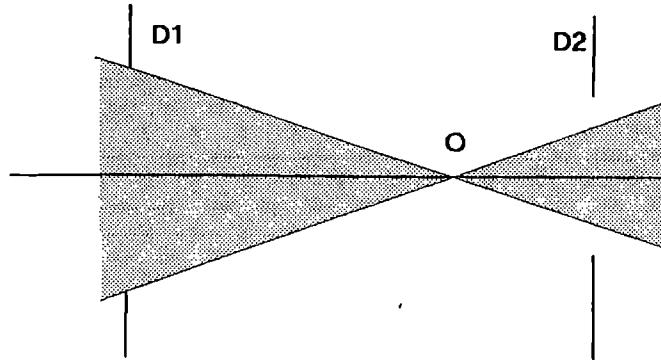
Son conjugué dans l'espace image s'appelle lucarne de sortie : c'est lui-même.

On observe que le champ n'est pas uniformément éclairé : on parle de champ de pleine lumière et de champ de contour.

Le raisonnement qui suit est fait dans l'espace intermédiaire dans lequel pupille et lucarne sont directement les diaphragmes réels. Un objet à l'infini est maintenant un point du plan de l'image intermédiaire.

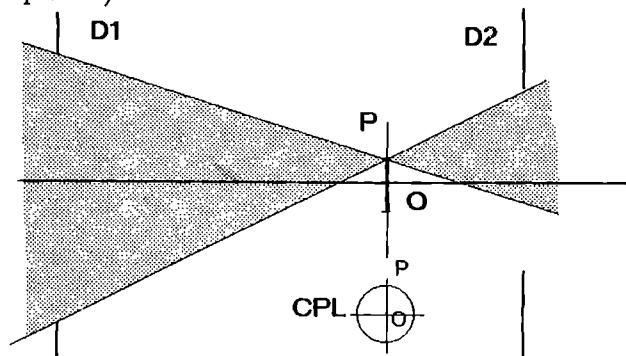
Pour un objet sur l'axe (point O, fig. 4), on voit que D1 est bien diaphragme d'ouverture car c'est lui qui est vu depuis O sous l'angle le plus petit (voir remarque * précédente).

fig. 4



Le point P (fig. 5) est le point limite du champ de PL (tous les rayons qui passent par D1 passent aussi par D2).

fig. 5



Le point T (fig. 6a) est le point limite du champ total. Entre P et T, on a le champ de contour puisqu'une partie du faisceau passant par D1 passe également par D2 et cette fraction est d'autant plus faible que l'on se déplace de P vers T. Au-delà de T, aucun rayon ne traverse les 2 diaphragmes.

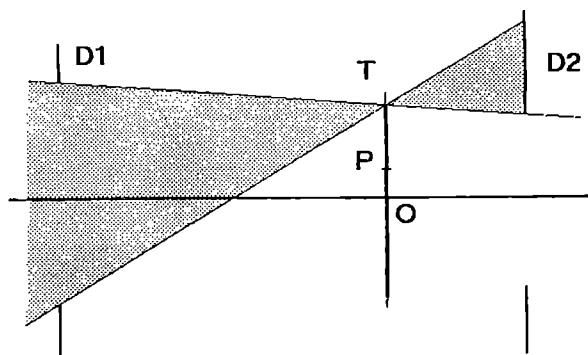


fig. 6a

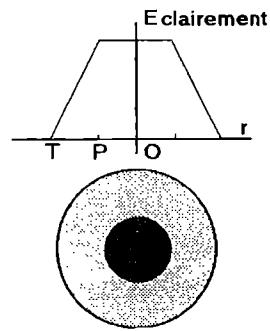


fig. 6b

La fig. 6b représente l'éclairement de l'écran (de l'œil fictif) en fonction de la distance au centre de l'image.

Si l'on effectue le raisonnement dans l'espace image, il faudra faire intervenir la pupille de sortie (cercle oculaire) et la lucarne de sortie (diaphragme D2) et l'image sera à l'infini (donc envoyant des faisceaux parallèles). La construction correspondante est en fig. 7 : le diaphragme d'ouverture est alors le plus petit de CO et D2 (normalement CO).

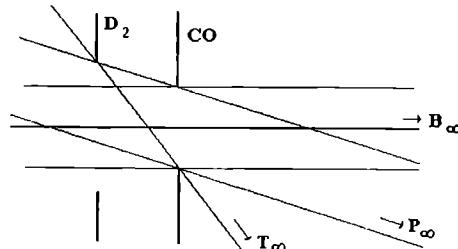


fig. 7

Expérience : placer dans le plan de l'image intermédiaire un diaphragme D3 et mesurer les diamètres du CPL et du CC dans ce plan. Vérifier la construction géométrique ci-dessous (fig. 8) en faisant une construction à l'échelle (par exemple 1/5 longitudinalement, 1 transversalement) et mesurer sur la figure les diamètres des différents champs.

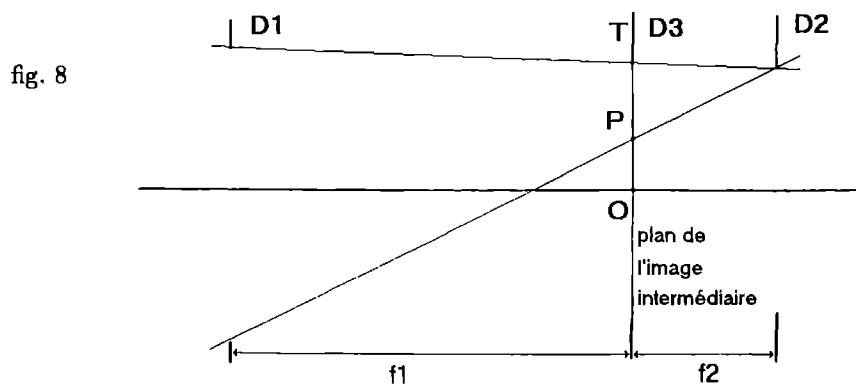


fig. 8

On peut aussi mettre en évidence ces mêmes caractéristiques en utilisant cette fois une source ponctuelle que l'on peut déplacer latéralement (par exemple un petit trou précédé de dépoli à la place de la grille).

Lorsque le trou est sur l'axe, le faisceau issu de D1 passe entièrement dans D2 mais en le déplaçant latéralement, il arrive un moment où D2 intercepte une partie du faisceau : on se trouve dans la région du champ de contour. On peut éventuellement visualiser cet effet d'œil-de-chat en projetant l'image de L2 au moyen d'une lentille d'assez grand diamètre.

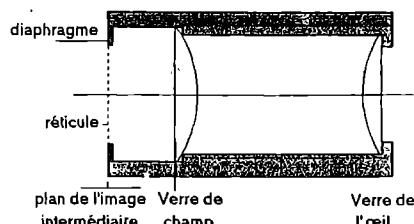
3.2.3 - Verre de champ

Placer une lentille convergente dans le plan de l'image intermédiaire. On choisira une lentille de grand diamètre et suffisamment convergente pour que l'image de D1 soit pratiquement sur L2. La pupille de sortie de l'instrument est alors très près de l'oculaire et il faut rapprocher l'œil de la lunette pour placer la PE de l'œil sur la PS de l'instrument. Le grossissement de la lunette n'est pas modifié mais le champ est fortement augmenté : cette lentille « rabat » la lumière issue de l'objectif pour la faire passer dans l'oculaire. On appelle cette lentille **verre de champ** et elle constitue généralement la 1^{re} lentille de l'oculaire qui est en réalité un doublet (la deuxième lentille de cet oculaire est appelée **verre de l'œil**).

Sur la construction de la fig. 7, on voit que si le cercle oculaire est très proche de D2, le champ défini par les rayons extrêmes s'appuyant sur CO et D2 est très augmenté. Il devient en fait limité par la taille du verre de champ.

Dans la pratique, l'image intermédiaire est sur le plan focal objet de l'oculaire total soit un peu en avant du verre de champ pour un oculaire positif*). On évite ainsi de mettre au point sur les poussières et les défauts du verre de champ et on peut placer un réticule dans le plan de l'image intermédiaire. Le champ dans l'espace intermédiaire est limité pratiquement par la taille du verre de champ et le champ de contour est très limité. On le supprime même complètement au moyen d'un diaphragme placé dans le plan de l'image intermédiaire (fig. 9).

fig. 9



* Un oculaire est positif lorsque son foyer objet se trouve en avant de la première lentille. C'est le cas de l'oculaire de Ramsden (fig. 9) $3-2-3$: $\frac{f_1}{3} = \frac{\epsilon}{2} = \frac{f_2}{3}$

Dans un oculaire négatif, le foyer objet est situé entre les deux lentilles. C'est le cas des oculaires de Huyghens 4-3-2 et 3-2-1. Le diaphragme de champ est situé entre les 2 verres.

Le champ de l'instrument dans l'espace objet est proportionnel à la taille du verre de champ donc, pour des oculaires de type donné et dont l'ouverture relative du verre de champ ($2R_{VC}/f_{VC}$) reste constante, proportionnel à la distance focale de l'oculaire. Le champ est donc inversement proportionnel au grossissement de la lunette.

En pratique, pour les lunettes réelles, le champ angulaire objet $2u$ est voisin numériquement de $\frac{1}{2G}$.

Expérience : prendre une lunette astronomique réelle et un objet gradué éloigné (ou en faire une image à l'infini en le plaçant dans le plan focal objet d'une lentille convergente). En changeant d'oculaire, vérifier que la partie de l'objet visible à travers l'instrument est proportionnelle à la distance focale de l'oculaire.

La notion de champ en profondeur ne se pose pas dans le cas de la lunette (objets toujours à l'infini). Elle sera illustrée sur l'objectif photographique. Voir partie B.

4 - Clarté

Il s'agit d'une notion un peu délicate puisqu'on est amené à distinguer le cas des objets ponctuels et celui des objets étendus.

4.1 - Objet ponctuel (étoile)

Son image à travers l'instrument est encore ponctuelle. On définit la clarté par le rapport des flux entrant dans l'œil avec ou sans lunette.

$$C = \frac{\phi_{lun}}{\phi_{oeil}}$$

C'est donc le rapport (au taux de transmission τ des lentilles près) des surfaces de l'objectif (de diamètre d) et de la pupille de l'œil (a) à condition bien sûr que toute la lumière entrant dans la lunette entre aussi dans l'œil et donc que le cercle oculaire soit inférieur ou égal à la pupille de l'œil.

$$C = \tau \frac{d^2}{a^2}$$

On appelle grossissement équipupillaire (G_e) le grossissement pour lequel le cercle oculaire a la même taille que la pupille de l'œil $G_e = d/a$ (on prend en général $a=6$ mm pour une vision nocturne). Les lunettes ont, en général, un grossissement nettement supérieur à G_e .

$$C = \tau G_e^2$$

En utilisant des verres très transparents et par des traitements des faces des lentilles, on arrive à des taux de transmission τ de l'ordre de 0.8. La clarté pour les objets ponctuels est grande et une lunette permet de voir beaucoup plus d'étoiles que l'œil nu. Les astronomes disent qu'une lunette (ou un télescope) de grand diamètre permet de voir des objets plus éloignés et donc permet de se rapprocher de l'origine de l'univers.

Expérience : utiliser un trou source (avec dépoli) et mettre un diaphragme (pupille) sur l'œil couvrant juste le cercle oculaire. Placer sur l'écran une photopile et mesurer le courant (avec un convertisseur courant-tension à A.O. – voir chap. X, 4.2) avec et sans la lunette (fig. 10). S'assurer que l'image du trou source – qui n'est pas aussi ponctuel qu'une étoile – est entièrement sur la photopile, même avec la lunette.

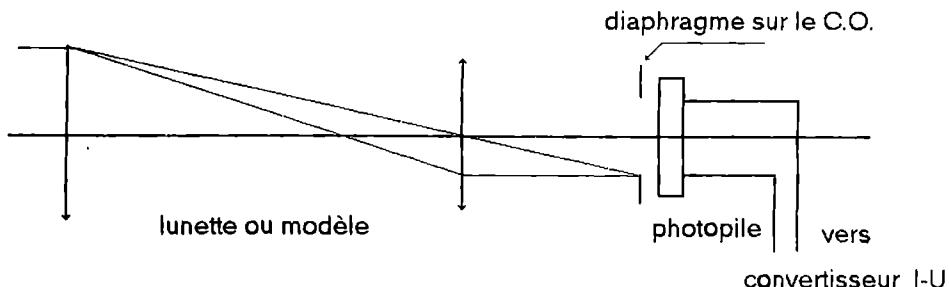


fig. 10

4.2 - Objet étendu

L'impression lumineuse est liée à l'éclairement de l'image et fait donc intervenir la surface de l'image ($E = \phi/S$)

$$C = \frac{E_{lun}}{E_{oeil}}$$

$$C = \frac{\phi_{lun}}{\phi_{oeil}} \cdot \frac{S_{oeil}}{S_{lun}}$$

Or le rapport des dimensions entre l'image avec la lunette et à l'œil nu est égal au grossissement. D'où :

$$C = \tau \frac{G_e^2}{G^2}$$

La lunette permet de récupérer G_e^2 fois plus de lumière mais on la répartit sur une surface G^2 fois plus grande.

Lorsque le grossissement est égal à G_e , la clarté est égale (au coefficient τ près) à 1 : l'image à travers l'instrument a une luminosité comparable à celle à l'œil nu. Un grossissement inférieur à G_e donne une grande clarté (cas de certaines jumelles destinées à l'observation nocturne). À l'inverse, la clarté diminue très vite lorsque le grossissement augmente (cas des lunettes astronomiques et des télescopes).

Expérience : comme précédemment, mais diaphragmer fortement la photopile pour qu'elle mesure un éclairement et prendre l'objet étendu (grille avec dépoli). Mesurer le courant avec et sans lunette.

Expérience : avec la lunette réelle et en changeant d'oculaire, vérifier que l'éclairement de l'image varie en $1/G^2$ soit comme f_{oc}^2 .

Remarques

– La clarté est plus grande pour les objets ponctuels que pour les objets étendus. Cela fait que l'on peut voir des étoiles en plein jour (objets ponctuels sur un fond de ciel étendu) avec une lunette de grossissement suffisant.

– Les jumelles sont des lunettes astronomiques dans lesquelles un système redresseur à prismes permet d'obtenir une image droite. La notation commerciale des jumelles indique le grossissement et le diamètre de chaque objectif. Par exemple, pour des jumelles 10 x 50, cela veut dire que le grossissement est 10 et que le diamètre est 50 mm. Les jumelles fonctionnent avec un grossissement assez faible, souvent proche du grossissement équipupillaire et elles ont donc une bonne clarté.

5 - Pouvoir de résolution

Il caractérise l'aptitude à séparer deux objets (étoiles) proches. Il est limité par les différents défauts de l'optique (aberrations géométriques et chromatiques) mais même dans le cas d'une optique parfaite, il reste la limitation due à la diffraction par l'objectif et celle due à la structure granulaire du récepteur (œil, plaque photo ou maintenant, caméras CCD).

5.1 - Expérience de démonstration

Projeter l'image de fentes de Young (éclairées avec une lampe Q-I – ne pas oublier le verre anticalorique) au moyen d'une lentille de 10-12 cm de focale. Simultanément, envoyer un faisceau Laser (HeNe rouge ou mieux, vert) sur l'écran à l'emplacement de l'image d'une des fentes (fig. 11).

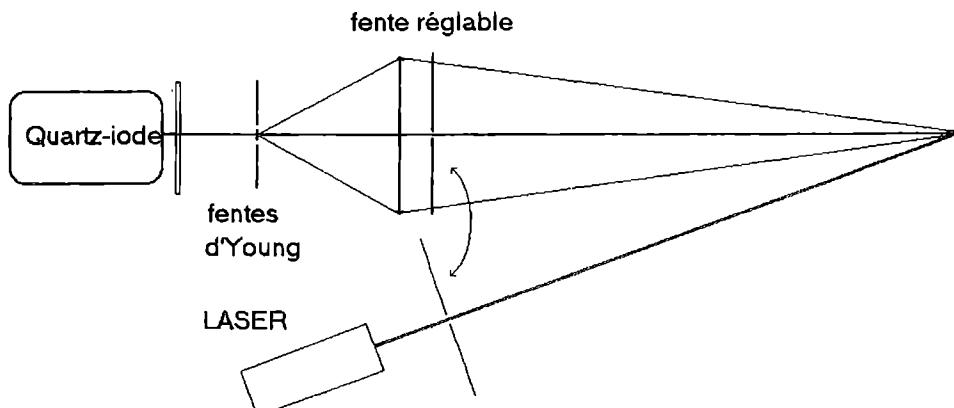


fig. 11

Diaphragmer, avec une fente variable parallèle aux fentes de Young, la lentille de projection et régler la largeur de la fente de façon à ne plus séparer les fentes sur l'écran. Déplacer ensuite cette fente sur le faisceau Laser : la tache sur l'écran devient la figure bien connue de la diffraction par une fente avec une tache centrale et des franges latérales. La tache centrale est centrée sur l'image d'une des fentes de Young, la première frange sombre doit se trouver à l'emplacement de l'autre fente (fig. 12).

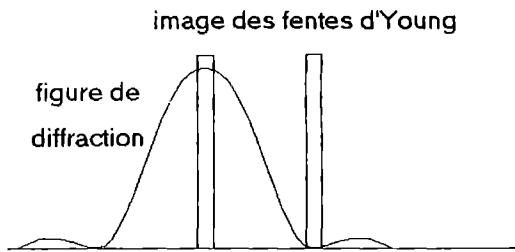


fig. 12

En toute rigueur, la condition dépend de la longueur d'onde (puisque la largeur de la tache centrale en dépend) mais l'expérience en lumière blanche donne la condition pour le maximum de sensibilité de l'œil (soit vers $0.56 \mu\text{m}$ proche de la longueur d'onde du Laser vert et à 12 % du Laser rouge).

Cette expérience illustre le critère de Rayleigh qui indique que deux points (d'intensités comparables) seront séparés si leur distance est supérieure à la demi-largeur des taches de diffraction associées.

Remarque. Ce critère n'est plus valide lorsque les objets ont des intensités très différentes. On est amené, dans certains cas, à utiliser une technique d'apodisation (transmittance du diaphragme – voir III-1.3.2 – différente de 1) qui permet de diminuer l'amplitude des maxima secondaires (au détriment cependant de la largeur de la tache centrale). Il faut noter aussi que des traitements récents d'images par ordinateur permettent de séparer des objets en deçà des conditions de Rayleigh.

5.2 - Mesure sur l'appareil réel

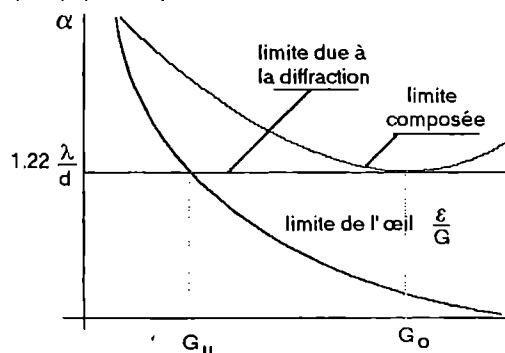
En fait, le pouvoir séparateur est limité par 2 causes indépendantes : la structure granulaire de l'œil de l'observateur (ou le grain de la plaque photo) et la diffraction.

L'œil ne peut séparer 2 objets dont la distance angulaire est inférieure à $\epsilon = 4 \times 10^{-4}$ soit environ 1 minute d'angle. En présence de la lunette, cet angle devient $\alpha = \epsilon/G$.

La limite due à la diffraction est égale à $\alpha = 1.22 \lambda/d$ où d est le diamètre de l'objectif.

On définit un grossissement utile G_u pour lequel les deux limitations sont comparables et un grossissement optimal G_o pour lequel la limite de séparation en présence des 2 défauts passe pratiquement par un minimum qui est celui dû à la diffraction : $\alpha = 1.22 \lambda/d \simeq 0.6/d (\mu\text{m})$ (fig. 13).

fig. 13



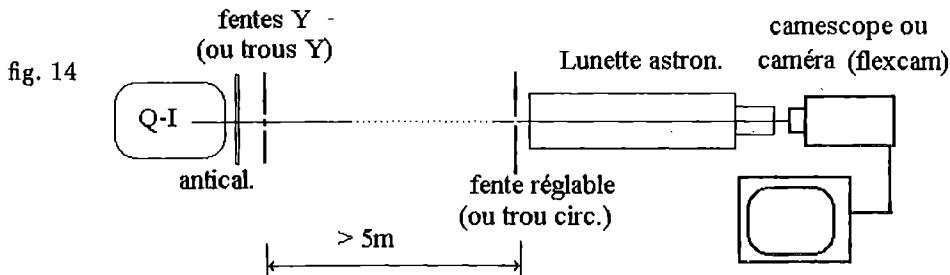
En pratique, ce grossissement optimal est obtenu lorsque le cercle oculaire a un diamètre de l'ordre de 0.5 mm. Avec un objectif de diamètre 6 cm, cela correspond à $G_o = 120$. Il est tout à fait inutile d'augmenter le grossissement au-delà de cette valeur (l'image serait plus grande mais pas plus précise et le champ et la clarté – pour les objets étendus – seraient plus faibles).

Expérience : utiliser comme objet une fente double (fentes de Young) et la placer le plus loin possible de la lunette au moins $D = 5$ m. L'objet ne sera pas vraiment à l'infini mais il devrait être possible de mettre au point en éloignant l'oculaire. Sinon, placer l'objet dans le plan focal objet d'une lentille de grande focale (1 ou 2 m) – mais on risque d'avoir un angle entre les deux fentes trop faible et d'être gêné par les aberrations de la lentille.

Placer devant la lunette une fente de largeur a variable (parallèle à l'objet) et déterminer la largeur donnant la limite de séparation. Changer d'oculaire pour augmenter le grossissement : la limite de séparation reste la même.

On peut aussi utiliser des trous de Young comme objets et prendre un diaphragme circulaire (situation plus proche de l'observation astronomique) mais il n'est plus possible de faire varier de façon continue son diamètre Φ (éviter les diaphragmes à iris).

L'observation peut être rendue visible par un auditoire en utilisant, à la place de l'œil, une caméra vidéo reliée à un téléviseur (fig. 14).



Vérifier quantitativement la condition de brouillage de l'objet double (composantes distantes de d) :

$$\lambda/a = d/D \text{ (fentes)} \text{ ou } 1.22\lambda/\Phi = d/D \text{ (trous).}$$

Pour la mise en évidence de la limitation par l'œil, utiliser la lunette avec son plus faible grossissement et, au moyen de mires de différents écartements, déterminer la limite de séparation pour l'observation visuelle. Augmenter le grossissement (en changeant l'oculaire) : on doit diminuer la limite de résolution.

Autre possibilité : faire l'image de fentes d'Young sur un écran en utilisant la lunette comme instrument de projection (il suffit de reculer l'oculaire pour que la lunette donne une image réelle). Placer un photodétecteur à déplacement motorisé et enregistrer l'éclairement en fonction de la position. Si la distance entre les images des fentes est plus petite que la fente d'entrée du détecteur, on ne résout plus l'objet. En augmentant le grossissement, on doit obtenir à nouveau la séparation. Cette expérience peut également se faire avec une barrette de photodiodes.

Remarques

- On pourrait penser que la course aux grands diamètres d'objectifs est due à la recherche du meilleur pouvoir de résolution ($\alpha = 1.22\lambda/d$). En fait, la raison principale est la plus grande clarté que procure une plus grande collection de lumière.
- Le pouvoir de résolution reste aussi limité par l'agitation de l'atmosphère terrestre. Des méthodes récentes d'interférences dans le speckle (dues à A. Labeyrie) permettent de résoudre ce problème. On peut aussi placer l'instrument en dehors de l'atmosphère (télescope Hubble en orbite).

B - OBJECTIF PHOTOGRAPHIQUE

1 - Rappels

Un appareil photo est constitué d' :

- un objectif qui forme les images. Il est constitué, en général, de plusieurs lentilles. C'est l'analogie du cristallin de l'œil ;
- un diaphragme qui règle la quantité de lumière. Il est placé à l'intérieur de l'objectif. C'est l'analogie de la pupille ;
- un obturateur qui règle la durée de la pose. C'est l'analogie de la paupière ;
- une plaque sensible où s'enregistre l'éclairement de l'image. C'est l'analogie de la rétine.

Un appareil comprend, de plus, des dispositifs de contrôle de la qualité de l'image (viseur, posemètre).

2 - Expériences

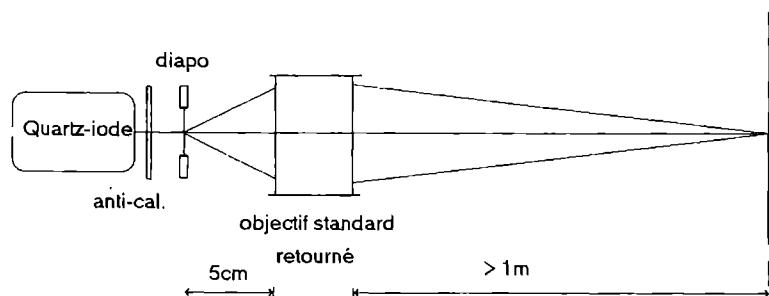
Les expériences seront réalisées avec un véritable objectif photographique ou avec un modèle formé d'une lentille mince (de 20 ou 25 cm de focale) et d'un diaphragme à iris placé contre. La distance focale d'un véritable objectif étant courte (50 mm), certaines expériences sont plus démonstratives avec le modèle.

2.1 - Grandissement

Vérifier les positions de conjugaison objet-image et la formule sur le grandissement.

L'utilisation normale de l'appareil photo correspond à un objet assez éloigné (au moins 1 m) et à une image dans un plan voisin du plan focal image. Le grandissement est donc très petit. Pour vérifier la formule du grandissement, il sera plus précis et démonstratif d'inverser objet et image par rapport au fonctionnement normal. On prendra donc un objet (diapo 24 x 36) situé 50 + ϵ mm en avant de l'objectif retourné et on formera son image à 1 ou 2 mètres sur un écran (fig. 15).

fig. 15



Le grandissement de l'appareil dans son utilisation normale est $\gamma = -f/\overline{AF}$ où f est la distance focale (positive) et F la position du foyer (objet). En pratique, la distance AF est celle entre l'objet et l'appareil. Dans l'expérience proposée, on mesure donc son inverse.

$$\Gamma = \frac{1}{\gamma} = -\frac{\overline{AF}}{f}$$

On voit que le grandissement γ (c'est-à-dire finalement la taille de l'image sur la pellicule) est proportionnel à la distance focale de l'objectif. La dimension de la pellicule étant constante (24×36 le plus souvent), les télescopes, de distance focale très supérieure au 50 mm standard, auront un meilleur grandissement mais, en contrepartie, un champ (portion de l'espace visible) faible. A l'inverse, les objectifs « grand angle », de distance focale inférieure à 50 mm, auront un grand champ mais un faible grandissement (ils ont souvent aussi de fortes distorsions) (fig. 16).

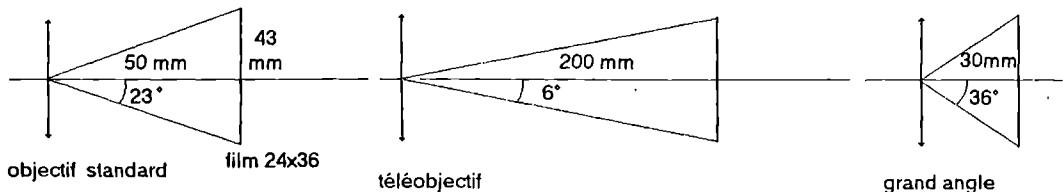


fig. 16

La dimension la plus courante de la pellicule est un rectangle 24×36 mm². La diagonale de ce rectangle (43 mm) est voisine de la distance focale standard : l'objectif fonctionne dans des conditions assez éloignées des conditions de Gauss. Pour cela, il est formé d'un ensemble de lentilles permettant de corriger les aberrations géométriques (ainsi que les aberrations chromatiques). Afin d'éviter de perdre trop de lumière dans toutes les interfaces air-verre, les surfaces des dioptriques sont revêtues de couche anti-reflet (optique traitée).

2.2 - Mesure de l'ouverture

La quantité de lumière qui tombe sur la pellicule est réglée par un diaphragme d'ouverture qui est situé à l'intérieur de l'objectif. On ne peut donc pas mesurer directement son diamètre. Par contre, on peut mesurer le diamètre de son conjugué à travers l'optique qui le précède, c'est-à-dire la pupille d'entrée.

On retourne l'objectif et on envoie la lumière provenant d'un objet ponctuel lumineux (petit trou + dépoli). Par autocollimation, régler la distance de la source à l'objectif pour que la source soit en F' . Le faisceau émergent est alors un faisceau parallèle de diamètre constant d_N . On vérifiera que $d_N = f/N$ où N est l'ouverture numérique reportée sur l'appareil (fig. 17).

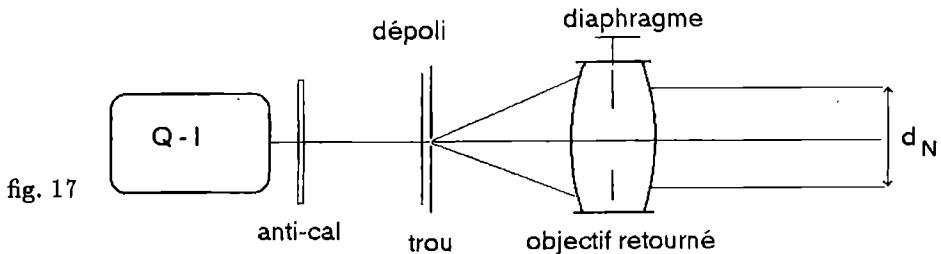


fig. 17

2.3 - Relation ouverture - éclairement

Placer un photodétecteur linéaire dans le plan de l'image afin de mesurer son éclairement (par exemple une photopile suivie d'un convertisseur courant-tension, voir chapitre X-4.2). Vérifier que la réponse E est proportionnelle à la surface de la pupille d'entrée donc à d_N^2 . Finalement, on doit avoir $E \cdot N^2 = \text{Cte.}$

La suite des nombres d'ouverture N (2.8 , 4 , 5.6 , 8 , 11 , 16) correspond à une progression géométrique de raison $\sqrt{2}$. Le passage d'une valeur de N à la suivante correspond donc à un éclairement divisé par 2.

L'impression de la pellicule dépend de sa lumination (produit de l'éclairement par le temps de pose). La durée d'ouverture de l'obturateur est donc réglable et les temps de pose varient en progression géométrique de raison 2.

3 - Profondeur de champ

3.1 - Approche géométrique

Prendre comme objet un quadrillage (toujours précédé de dépoli). Fixer l'objet et l'objectif (toujours retourné) et déplacer l'écran en repérant la latitude de mise au point. Malgré le caractère assez subjectif de cette mesure, montrer que lorsque d_N diminue (ou N augmente), la profondeur de champ augmente. La profondeur de champ est la différence $p_2 - p_1$ des positions extrêmes donnant une image « nette ».

Autre façon de procéder : avec un modèle lentille + diaphragme et en mettant l'objet très incliné sur l'axe optique. Seule une partie de l'image sera nette.

On peut montrer que la profondeur de champ est

$$A_1 A_2 \simeq 2 \epsilon N D^2 / f^2$$

où D est la distance objet - objectif (en toute rigueur, plan principal objet) et ϵ un diamètre lié au grain de la pellicule et à la tolérance admise sur la limite de résolution.

Sur cette formule, on voit que la profondeur de champ est proportionnelle au nombre d'ouverture. On en tire une méthode pour la mise au point quand on prend une photo : on ouvre au maximum (N petit) pour mettre au point avec précision ; en augmentant N pour diminuer l'éclairement (utilisation du posemètre), on ne peut qu'avoir une image plus nette. On voit aussi qu'avec un téléobjectif (f grand), la mise au point est plus critique (faible profondeur de champ).

La figure 18 montre la raison géométrique du lien entre diaphragme et latitude de mise au point. Le raisonnement est fait dans l'espace image mais il serait le même dans l'espace objet.

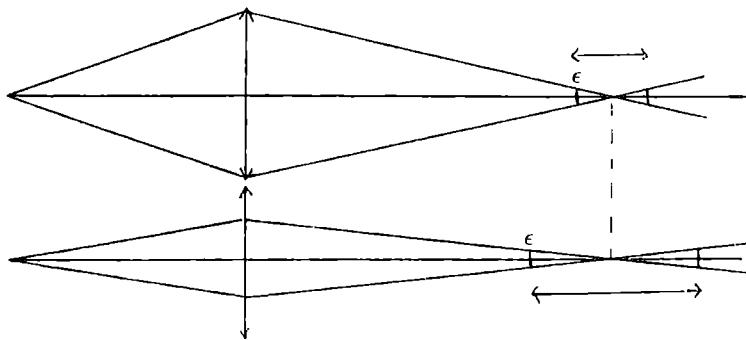


fig. 18

On admet qu'une image est nette lorsque l'image d'un point a un diamètre inférieur à une certaine dimension transversale ϵ .

On peut dire qu'une certaine profondeur de champ est une qualité d'un objectif photo ; c'est, par contre, un défaut lorsqu'on fait de la focométrie car cela conduit à une grande incertitude sur la position des images.

Il existe des appareils à mise au point fixe dans lesquels la profondeur de champ est telle qu'on arrive à faire une image « nette » (c'est-à-dire acceptable) pour des objets situés entre l'infini et une distance minimale $h/2$ où h est appelée distance hyperfocale. L'ouverture de ces appareils est nécessairement réduite.

3.2 - Fonction de transfert de modulation

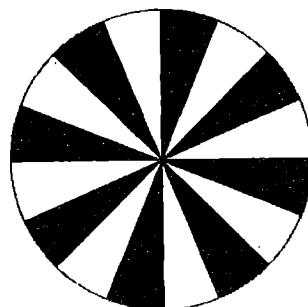
3.2.1 - Généralités

Afin de mieux caractériser la qualité d'une image, il est préférable de mesurer comment l'objectif transmet les diverses fréquences spatiales de l'objet. En effet, un objet peut être considéré comme composé d'un spectre de fréquence spatiale : les détails fins de pas p correspondent aux hautes fréquences $1/p$. Nous avons déjà vu cette notion lors de l'expérience d'Abbe (chapitre III). Nous étudierons ici la fonction de transfert en lumière incohérente. Son module s'appelle fonction de transfert de modulation (FTM).

L'objet utilisé dans cette expérience sera constitué :

- soit d'un ensemble de mires de différents pas ;
- soit d'une mire radiale à secteurs noirs et blancs (fig. 19). La fréquence spatiale est alors inversement proportionnelle à la distance au centre de la mire.

fig. 19



On forme l'image de cette mire sur un écran avec une lentille convergente (15 cm de focale) munie d'un diaphragme à iris ou d'un jeu de trous circulaires de différents diamètres.

3.2.2 - Effet du diaphragme

Dans un premier temps, le diaphragme est ouvert au maximum et on considère que la mise au point est parfaite.

Dans le cas d'un diaphragme formé d'une fente de largeur D , la fonction de transfert incohérente est une fonction triangulaire (c'est la fonction d'autocorrélation de la fonction diaphragme) (fig. 20a). Les composantes spatiales sont atténueres par l'instrument au fur et à mesure que leur fréquence augmente. Au-delà d'une fréquence maximale (fréquence de coupure), elles sont totalement arrêtées.

Dans le cas d'un diaphragme circulaire de diamètre D, cette FTI a la symétrie de révolution et a la forme indiquée en fig. 20b (atténuation des fréquences supérieures un peu plus forte qu'en 20a).

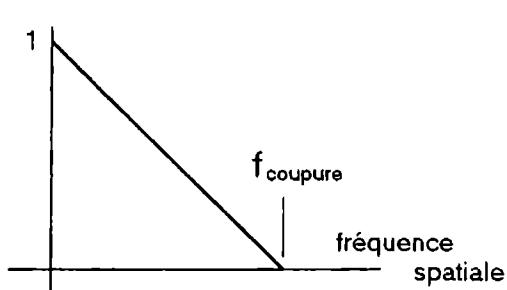


fig. 20a

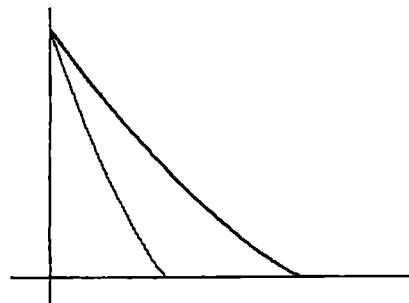


fig. 20b

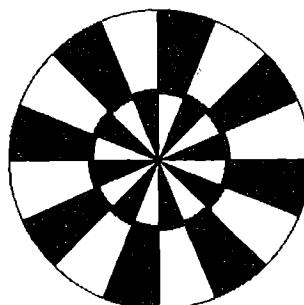
L'image de la mire est donc nette, sauf au voisinage du centre où la fréquence spatiale est très grande, mais si le diaphragme est très ouvert, cette zone floue est très réduite et reste peu visible.

Si l'on réduit le diaphragme de l'objectif (courbe pointillée), la fréquence de coupure diminue et la zone floue s'étend à partir du centre.

3.2.3 - Effet d'un défaut de mise au point

Si l'on diaphragme modérément (quelques mm) et si l'on introduit un défaut de mise au point en rapprochant un peu l'écran, on constate que l'on peut faire apparaître une zone floue mais récupérer un peu de netteté vers le centre avec une inversion de contraste (fig. 21).

fig. 21



La fonction de transfert de modulation présente les formes successives représentées sur la fig. 22a, b lorsque le défaut de mise au point (m_i) augmente. m est un paramètre sans dimension proportionnel à z , distance entre le plan d'observation et le plan de l'image nette (dans l'approximation de Gauss) : $m = kzD^2/f^2$. A partir d'un certain défaut, cette fonction s'annule pour une certaine fréquence (d'où l'anneau flou) et au-dessus de cette fréquence, elle devient négative (contraste inversé).

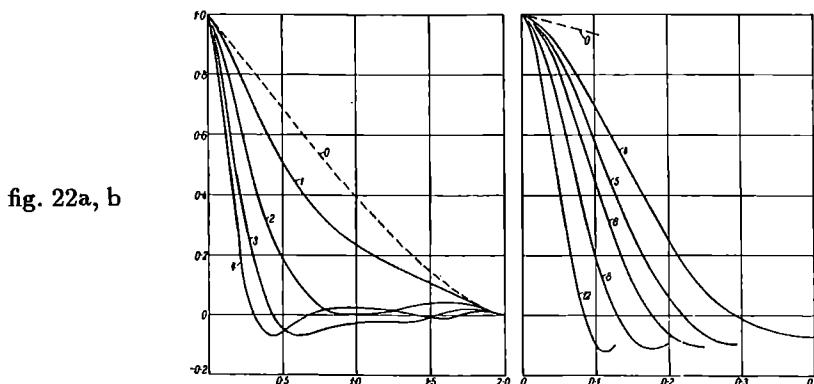


fig. 22a, b

Si l'on fait croître le défaut de mise au point, la fréquence d'annulation diminue et la zone floue se déplace donc vers l'extérieur ; on peut même faire apparaître une deuxième zone floue correspondant à une deuxième annulation de la FTM.

En fermant le diaphragme, on fait rentrer vers le centre les zones floues et on récupère donc une image nette : il s'agit donc bien d'une augmentation de la profondeur de champ.

En raisonnant sur la FTM, considérons 2 diaphragmes 1 et 2 de diamètres D1 et D2 avec $D1 = 2 D2$. Les fréquences de coupure sont f_{C1} et f_{C2} ($f_{C1} = 2f_{C2}$). En présence de défaut de mise au point de même valeur de z , les valeurs de m correspondantes sont telles que $m_1 = 4m_2$. On peut donc très bien n'avoir plus d'annulation de la FTM pour le diaphragme 2 (fig. 23a). De manière générale, ces fréquences d'annulation de la FTM vérifient $f_{A1} < f_{A2}$ (fig. 23b).

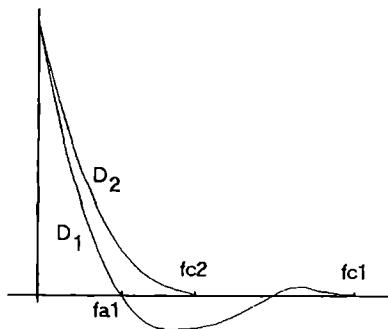


fig. 23a

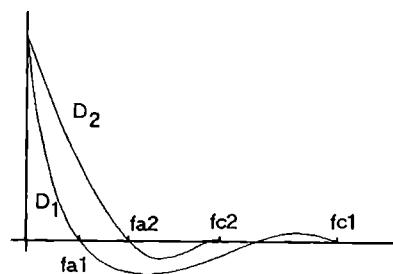


fig. 23b

En fermant le diaphragme, on perd donc sur les détails les plus fins (fréquence de coupure plus faible) mais on gagne sur les détails de fréquence intermédiaire (fréquence d'annulation plus grande).

Cette étude est faite en lumière incohérente. L'étude en lumière cohérente fait intervenir une fonction de transfert cohérente. On montre alors que la fréquence de coupure est deux fois plus faible qu'en éclairage incohérent. C'est ce qui se passe lorsqu'on utilise un Laser comme source (voir expérience d'Abbe, chapitre III) ou, dans un microscope, lorsque le condenseur est faiblement ouvert : on gagne alors en pouvoir de résolution en ouvrant le condenseur.

CHAPITRE VI

SPECTROSCOPIE

Les spectroscopes sont des appareils qui permettent de séparer les diverses radiations qui constituent le rayonnement d'une source de lumière et de mesurer leur longueur d'onde. Nous étudierons dans ce chapitre les spectroscopes à fente dont le système dispersif est un prisme ou un réseau. L'étude des spectres par spectroscopie par transformée de Fourier ou au moyen du Pérot-Fabry a été traitée dans le chapitre sur les interféromètres.

1 - Principe et réalisation

1.1 - Montage rigoureux et montage pratique

Il s'agit d'obtenir sur un écran l'image d'une fente source (celle-ci étant éclairée par la lumière à analyser).

De plus, l'élément dispersif doit être éclairé en lumière parallèle. Pour le prisme, c'est la condition de stigmatisme vrai qui l'impose (elle impose également de travailler au minimum de déviation). Pour le réseau, c'est la condition de diffraction de Fraunhofer. Le montage de principe est donc celui de la fig. 1.

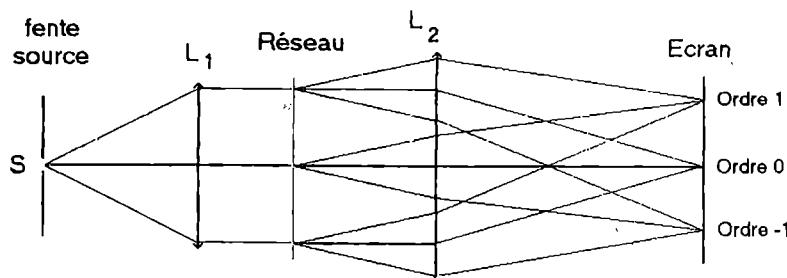


fig. 1

L'ensemble [fente-lentille L_1] constitue le collimateur. L'ensemble [lentille L_2 -écran] constitue une lunette d'observation. Ce montage est celui réalisé dans un spectroscope de laboratoire, dans un monochromateur ou lors de l'utilisation d'un goniomètre mais dans ces différents instruments, on ne projette pas le spectre : on l'observe à l'œil au moyen d'un oculaire ou avec un détecteur.

Dans une expérience de démonstration, on projette le spectre sur un écran. Si l'on veut obtenir un spectre suffisamment étalé, il faut utiliser une lentille L_2 de grande focale (par exemple 2 mètres).

Il est alors plus simple de réaliser le montage approché de la fig. 2 utilisant une seule lentille :

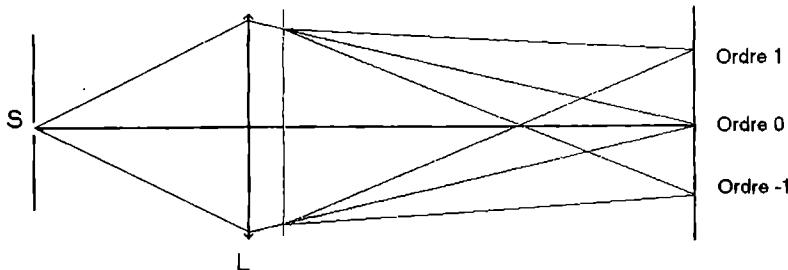


fig. 2

Commencer par faire l'image de la fente sur l'écran au moyen d'une lentille de projection de bonne qualité (au moins doublet achromatique de 15 à 20 cm de focale). Le condenseur doit être placé de façon à éclairer la fente sur toute sa hauteur et à former l'image de la source au voisinage de la lentille de projection. Ensuite, placer l'élément dispersif contre la lentille de projection mais après celle-ci (voir aussi chapitre II, 3.2).

1.2 - Détermination de longueur d'onde

On prendra une lampe spectrale donnant plusieurs raies séparées intenses (par exemple lampe Hg HP). On utilisera essentiellement le réseau qui donne ce que l'on appelle un spectre normal : déviation pratiquement proportionnelle à la longueur d'onde.

Formule du réseau : $\sin i + \sin i' = nk\lambda$

k : ordre du spectre

n : nombre de traits par unité de longueur

L'angle d'incidence est souvent pris nul (incidence normale). En pratique, sur un écran placé perpendiculairement, on mesure les distances d des diverses raies par rapport à l'image de la fente de l'ordre 0.

$$d = l \tan i'$$

On peut souvent prendre $\sin i' = \tan i'$ d'où $\lambda = d / lnk$. Mais cette approximation n'est pas indispensable car connaissant $\tan i'$, il est possible de déterminer $\sin i'$.

En inclinant légèrement le réseau, on trouve une position qui donne le minimum de déviation. On utilise quelquefois cette situation qui peut donner une image un peu meilleure. On a alors $\sin i = \sin i'$ d'où $\sin i' = \frac{nk\lambda}{2}$ et $d = l \tan 2i'$.

Par l'une ou l'autre méthode, il est donc possible de déterminer la valeur absolue de la longueur d'onde si l'on connaît le « n » du réseau.

On peut aussi effectuer des mesures relatives en supposant une longueur d'onde connue. On peut aussi prendre 2 raies connues (par exemple les raies à 579 nm et 435 nm du mercure) et une interpolation linéaire entre ces 2 raies permet de déterminer les longueurs d'onde d'autres raies (raie verte de Hg ou raies du cadmium d'une lampe mixte Hg-Cd). Si l'on est amené à changer de lampe, il faut absolument que la fente, la lentille et l'écran soient fixés.

Avec un réseau de $n = 600$ traits/mm, on doit séparer les 2 raies jaunes du mercure (2.1 nm d'écart soit 2.5 mm sur un écran à 2 m) dans le premier ordre, à condition de prendre une fente source assez étroite. Effectuer les mesures de distances d à travers un écran dépoli millimétré. Il doit alors être possible de déterminer λ au nm près. La séparation du doublet jaune du sodium (0.6 nm) est nettement plus difficile à obtenir sur un écran, la lampe Na étant, de plus, moins lumineuse que la lampe Hg haute pression.

2 - Propriétés générales des spectroscopes

Le but est d'étudier l'influence de certains paramètres sur le pouvoir de résolution et la luminosité des spectroscopes indépendamment de l'élément dispersif. Certaines expériences seront réalisées avec un prisme à vision directe (voir chapitre II, 3.2), d'autres au moyen d'un réseau ou d'un monochromateur.

2.1 - Influence de la largeur de la fente source

Utiliser comme élément dispersif un prisme à vision directe qui présente l'intérêt d'être plus lumineux que le réseau.

Le montage est celui de la fig. 2, avec une lampe à vapeur de mercure haute pression. Avec une fente fine, il doit être possible de séparer le doublet jaune. Mais chaque raie étant une image de la fente, l'élargissement de la fente source entraîne le recouvrement des 2 raies. La structure observée est donc celle de la fig. 3.

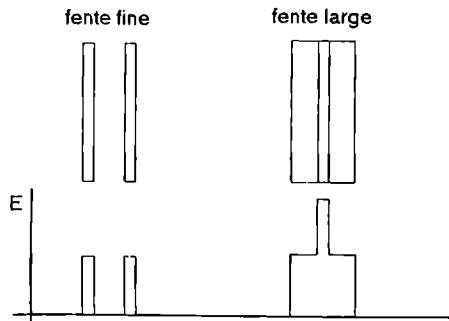


fig. 3

Une fente très large entraîne même le recouvrement des raies jaunes avec la raie verte avec une zone commune jaune clair (cette couleur résultant du processus de vision des couleurs de l'œil).

2.2 - Influence de la largeur éclairée du disperseur

L'expérience précédente montre qu'il doit être possible d'augmenter le pouvoir de résolution en diminuant la largeur de la fente source. En réalité, indépendamment des problèmes de luminosité (étudiés en 2.3), le pouvoir de résolution théorique est limité par la largeur éclairée du disperseur. Afin de mettre en évidence cette limitation, nous allons artificiellement diminuer cette largeur.

Dans l'expérience précédente (PVD+lampe Hg), placer une fente variable devant la face d'entrée du PVD. En diminuant la largeur de cette fente, il arrive un moment où le doublet jaune n'est plus résolu (observer à travers un écran dépoli afin d'augmenter la sensibilité d'observation).

Dans le cas du prisme simple, on peut montrer que le pouvoir de résolution ultime $R = \lambda / \Delta \lambda$ est égal à

$$R = e \frac{dn}{d\lambda}$$

où e représente l'épaisseur à la base du prisme (si le prisme est utilisé sur toute sa largeur possible) et $\frac{dn}{d\lambda}$ le pouvoir dispersif du verre. Il est difficile avec un PVD de vérifier quantitativement cette expression.

Dans le cas du réseau, ce pouvoir de résolution prend la forme

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = Nk$$

où N est le nombre total de traits (utilisés) du réseau.

Reprendre donc l'expérience précédente avec le réseau (malheureusement moins lumineux que le PVD). Le doublet du mercure n'est plus séparé lorsque le pouvoir de résolution devient inférieur à $\lambda/\Delta\lambda = 578/2.1 = 275$.

En utilisant un réseau de 600 traits/mm, le brouillage est donc obtenu (dans l'ordre $k = 1$) lorsque la fente variable limitant la largeur utile du réseau est égale à $275/600 = 0.46$ mm. Si l'observation directe est trop peu lumineuse, on peut éventuellement faire un enregistrement avec un PM (avec une fente d'entrée fine) se déplaçant sur le spectre ou avec une barrette de photodiodes.

2.3 - Étude avec un monochromateur

2.3.1 - Description de l'appareil

Cet appareil permet la sélection d'une longueur d'onde donnée. Il comprend une fente d'entrée et une fente de sortie qui sont dans des plans conjugués l'un de l'autre au moyen d'un système optique. Suivant les modèles, les miroirs sont sphériques et le réseau plan ou, comme dans le monochromateur Jobin-Yvon H20, les miroirs plans et le réseau concave. Le système dispersif (réseau par réflexion) peut tourner de manière à orienter une longueur d'onde donnée vers la fente de sortie.

La fig. 4 donne le schéma d'un monochromateur Jobin-Yvon H20. La rotation du réseau est assurée par un moteur (moteur pas à pas dans les modèles récents) ou manuellement et la longueur d'onde sélectionnée est affichée.

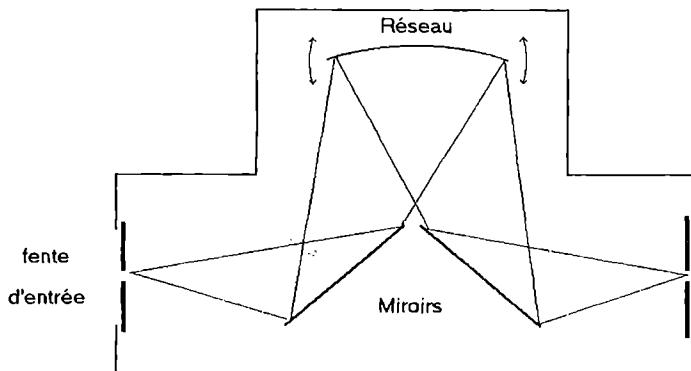


fig. 4

2.3.2 - Influence des largeurs respectives des fentes

On place derrière la fente de sortie du monochromateur la fente d'entrée d'un photomultiplicateur et on étudie le profil d'une raie en fonction de la largeur L_1 de la fente d'entrée (de 0.05 mm à 2 mm), la fente de sortie étant de largeur L_2 et celle du PM assez large pour accepter toute la lumière venant de la fente de sortie.

Travailler sur la raie verte du mercure que l'on supposera ici infiniment fine. On considérera dans un premier temps que le monochromateur est parfait et que l'image de la fente d'entrée à travers l'instrument est exactement égale à elle-même. Enregistrer l'intensité en sortie du PM en fonction du temps en faisant défiler la longueur d'onde sélectionnée.

Cette intensité doit représenter le produit de convolution entre les 2 fonctions [image de la fente d'entrée] - [fente de sortie]. Elle présente donc un profil trapézoïdal (fig. 5a).

La largeur totale (en bas du pic) est égale à $L_1 + L_2$ et la largeur du plateau à $|L_1 - L_2|$. Le profil devient triangulaire lorsque $L_1 = L_2$.

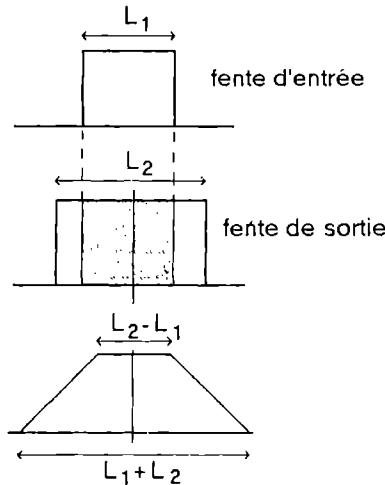
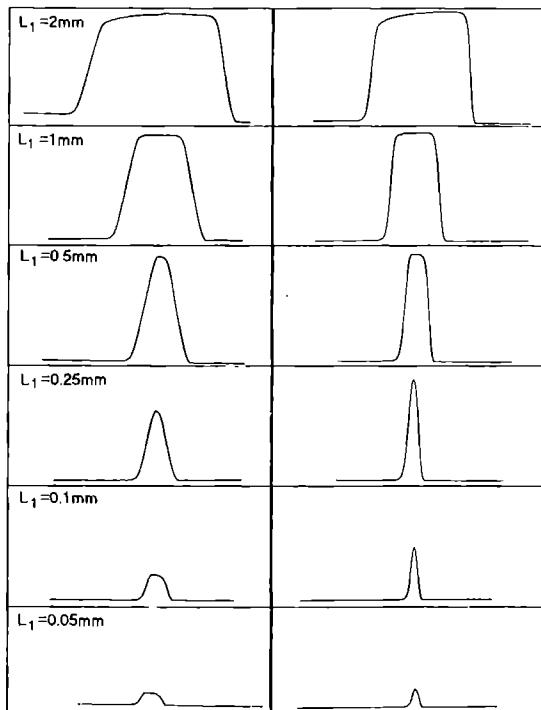


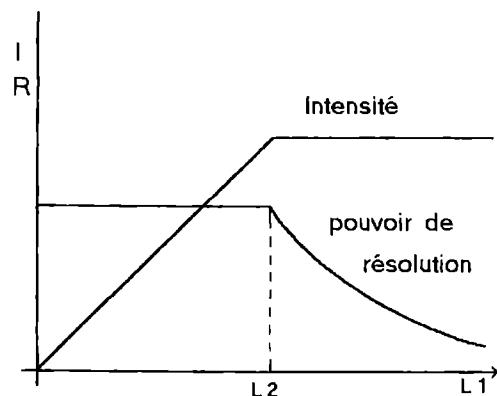
fig. 5a

Les fig. 5b et 5c représentent les profils enregistrés pour $L_2 = 0.5$ mm et $L_2 = 0.25$ mm. Le gain du PM est constant à l'intérieur de chaque série. On trouve bien le profil théorique prévu.

fig. 5b $L_2 = 0.5\text{mm}$ fig. 5c $L_2 = 0.25\text{ mm}$

La largeur à mi-hauteur est donc égale à la plus grande des 2 deux valeurs L_1 ou L_2 . Le pouvoir de résolution est inversement proportionnel à cette largeur. Quant à l'intensité maximale de la raie, on voit qu'elle n'augmente plus avec L_1 à partir de $L_2 = L_1$ (mais le flux total sous la raie continue d'augmenter avec L_1). Pour une valeur de L_2 donnée, on voit que la condition $L_1 = L_2$ représente un bon compromis entre le pouvoir de résolution et l'intensité recueillie. Ceci est résumé sur la fig. 6.

fig. 6



Pour améliorer le pouvoir de résolution, il faut ensuite diminuer la largeur de la fente source (au détriment de la luminosité) tout en gardant $L_2 = L_1$.

2.3.3 - Influence de la fente d'entrée

Faire varier la largeur L_1 de la fente d'entrée (de 0.05 mm à 2 mm) en maintenant à chaque fois $L_2 = L_1$. Enregistrer le spectre du mercure avec la raie verte (unique) et le doublet jaune. Les figures 7 abc représentent des enregistrements avec différentes fentes. Le profil n'est plus exactement triangulaire, surtout pour la fente fine, car l'image de la fente d'entrée est elle-même la résultante du produit de convolution de la fente d'entrée avec la réponse (dite percussionnelle) de l'instrument (optique plus réseau).

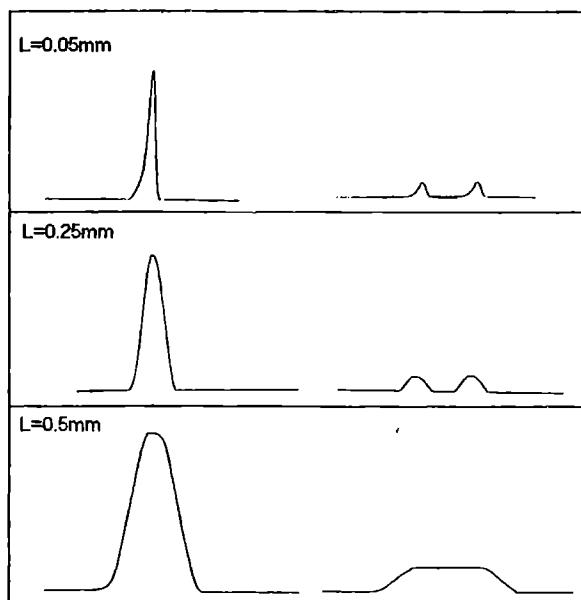


fig. 7abc

Comme prévu, le doublet jaune n'est plus séparé pour les grandes largeurs de fentes. Selon le but recherché, on sera amené à privilégier le pouvoir de résolution (séparation de raies complexes) en prenant des fentes fines ou la luminosité (détection de raies faibles) en prenant des fentes larges.

3 - Étude des systèmes dispersifs

3.1 - Le réseau

A partir du montage de la fig. 2, il est possible d'étudier l'influence de différents paramètres sur la dispersion. Par exemple :

- nombre de traits par unité de longueur n (en changeant de réseau) ;
- ordre du spectre k .

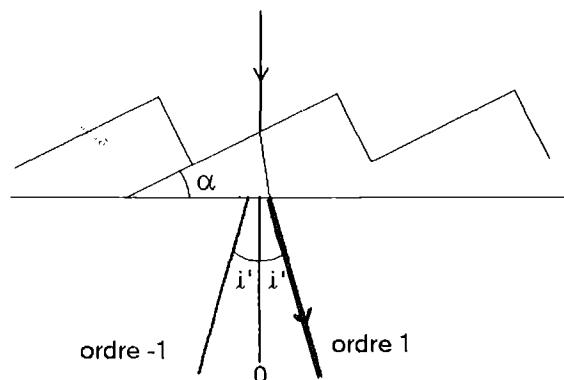
A partir du troisième ordre, il y a recouvrement entre les ordres successifs sauf quand le spectre est peu étendu (sodium). Généralement, l'intensité décroît très rapidement lorsque k augmente. On peut cependant observer des ordres très élevés en utilisant un faisceau Laser (on peut d'ailleurs simplifier le montage : il suffit de mettre le réseau sur le faisceau) : on voit alors des taches correspondant à tous les ordres possibles jusqu'à des angles d'émergence i' voisins de 90° !

- existence de réseaux « blazés » .

Le réseau conduit généralement à des spectres moins lumineux que le prisme car la lumière est répartie sur plusieurs ordres (en particulier l'ordre 0 sans intérêt). Mais on sait fabriquer maintenant des réseaux (dits « blazés ») qui permettent, par un profil particulier des traits, d'obtenir une luminosité comparable au prisme tout en gardant la linéarité du spectre que ne possède pas le prisme.

Ces réseaux sont utilisés par réflexion (par exemple celui d'un monochromateur) mais cet effet existe également par transmission. La fig. 8 représente le profil du réseau. On voit que chaque facette définit un prisme d'angle α . Les formules de la diffraction indiquent que certaines directions sont privilégiées (ce sont les différents ordres) et, par exemple, les ordres 1 et -1 sont déviés symétriquement de l'angle i' . Cependant, on voit que l'ordre 1, qui correspond, de plus, à une condition d'optique géométrique (déviation par le prisme d'un angle voisin de i' pour un angle de facette α déterminé) sera plus intense que l'ordre -1 (et que tous les autres ordres).

fig. 8



3.2 - Le prisme

Utiliser une lampe quartz-iode et prendre un trou source (≈ 1 mm de diamètre) au lieu de la fente (fig. 9). Placer l'un derrière l'autre le PVD et un réseau (300 t/mm) de telle sorte que leurs dispersions soient dans deux directions perpendiculaires. Par exemple, le réseau disperse horizontalement et le prisme verticalement. On observe une série de courbes colorées de type hyperbolique qui illustrent la dispersion en $b + c/\lambda^2$ du prisme.

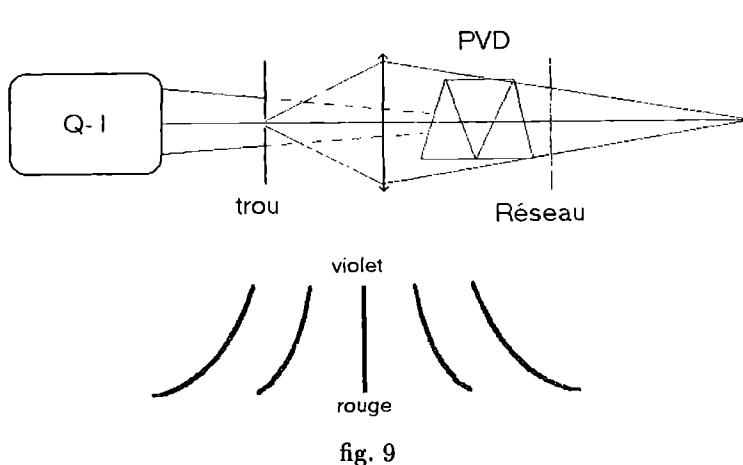


fig. 9

$$x \simeq ak\lambda \text{ (avec } \lambda \text{ compris entre les valeurs extrêmes du spectre)}$$

$$y \approx b + c/\lambda^2$$

$$\text{d'où } y \simeq b + d k^2/x^2$$

Si l'on avait placé deux réseaux croisés, on aurait obtenu une série de droites $y = \frac{k_1}{k_2} x$.

4 - Applications

Nous verrons dans les chapitres suivants des applications du monochromateur (étude de spectres cannelés par exemple). Nous décrivons ici des expériences sur les spectres d'absorption et d'émission.

4.1 - Spectre d'absorption

Enregistrer avec un monochromateur le spectre d'une lampe Q-I qui servira de spectre de référence. Il suffit d'éclairer la fente d'entrée avec la lampe. Le détecteur placé derrière la fente de sortie peut être un PM ou éventuellement une photodiode (voir chapitre X, Photorécepteurs).

La réponse $R(\lambda)$ est de la forme :

$$R(\lambda) = L(\lambda) \tau(\lambda) s(\lambda)$$

$L(\lambda)$: luminance spectrale de la lampe (voisine de l'émission du corps noir).

$\tau(\lambda)$: transmission de l'optique et du monochromateur entre lampe et détecteur (par exemple suppression des UV et des IR lointains).

$s(\lambda)$: sensibilité spectrale du détecteur (existence d'un seuil photoélectrique, réponse souvent assez sélective).

Ensuite interposer entre la lampe et la fente d'entrée un absorbant. Ce peut être un filtre coloré, une solution plus ou moins diluée de permanganate de potassium, une solution de fluorescéine, etc. Enregistrer la nouvelle réponse.

$$R'(\lambda) = R(\lambda).T(\lambda)$$

où $T(\lambda)$ est la transmittance de l'absorbant. On en déduit cette transmittance par le rapport $R'(\lambda)/R(\lambda)$.

Les figures 11 et 12 présentent ces enregistrements et la courbe de transmittance pour plusieurs épaisseurs de solution de $KMnO_4$ (la courbe de référence a été réalisée avec la même cuve pleine d'eau). Les enregistrements ont été effectués avec la carte d'acquisition MES-2 Eurosmart sur ordinateur PC et le logiciel Phiscope. On identifie nettement 5 bandes d'absorption dans la partie centrale (région verte) du spectre à 490, 507, 525, 546 et 569 nm.

fig. 11

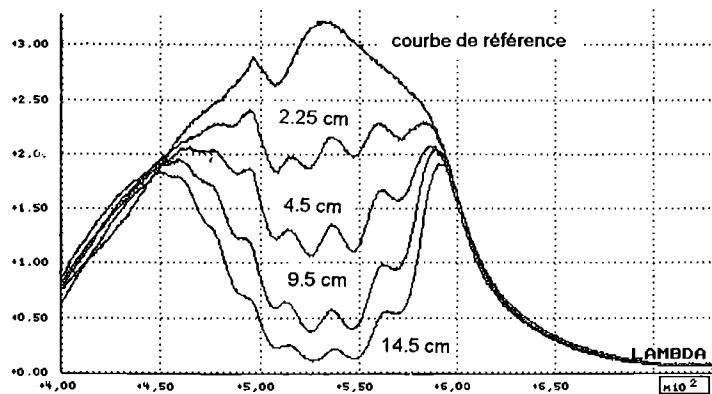
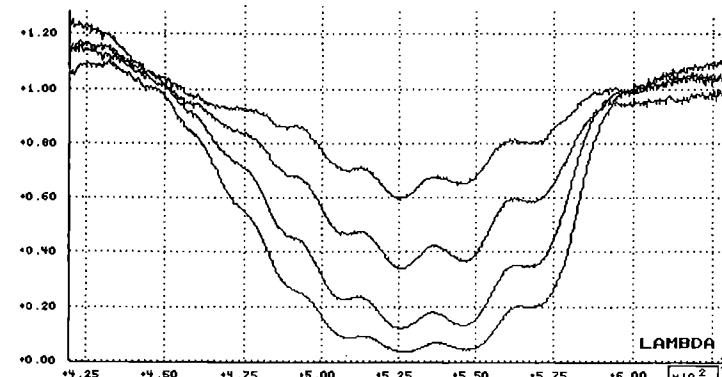


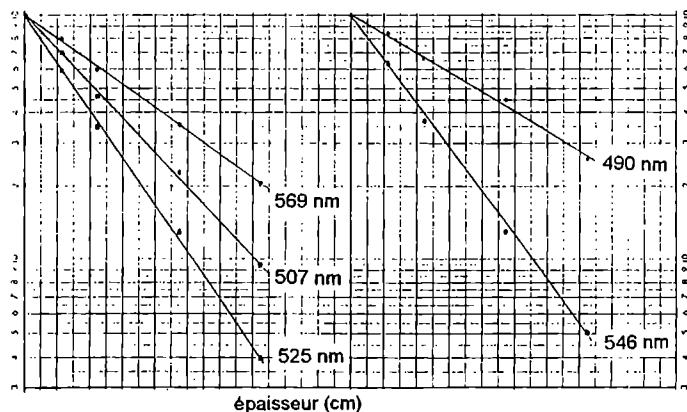
fig. 12



On peut ainsi mettre en évidence les bandes d'absorption, vérifier la loi de Beer ($I = I_0 \exp -kx$) et en déduire le coefficient d'absorption k qui dépend de la longueur d'onde. Ce coefficient dépend aussi de la concentration et cette propriété est utilisée (pour les dosages) dans les spectrophotomètres.

La fig. 13 présente en coordonnées semi-log l'atténuation pour les 5 bandes.

fig. 13

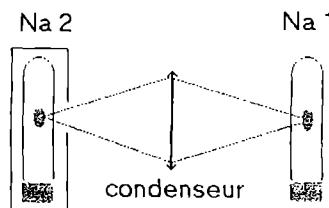


4.2 - Résonance optique

4.2.1 - Mise en évidence

Mettre en fonctionnement deux lampes à vapeur de sodium. Au moyen d'une lentille de grand diamètre et de courte focale (condenseur), faire l'image de l'une des lampes sur l'autre (fig. 14).

fig. 14



Couper l'alimentation de la lampe I : la lampe paraît encore un peu lumineuse (comme s'il y avait une brume dans l'ampoule) : il y a absorption par résonance de la lumière reçue de la lampe II et réémission isotrope. Si l'on remplace la lampe II par une lampe Q-I, la lampe I n'émet plus de lumière (en fait, seule la très faible fraction du spectre correspondant aux raies du sodium participe au phénomène).

Ce phénomène ne se produirait pas avec deux lampes à vapeur de mercure car (ainsi qu'on peut le vérifier sur le schéma de niveaux donné au chapitre I) les raies qui sortent de l'ampoule correspondent à des transitions entre 2 états excités ; elles ne trouvent donc pas (ou très peu) d'atomes dans l'état inférieur pour induire une résonance (alors que pour le sodium, l'état inférieur est l'état fondamental fortement peuplé).

On peut également faire cette expérience de manière spectaculaire en utilisant, au lieu de la lampe I, un ballon dans lequel on a fait le vide après avoir introduit un petit morceau de sodium. En chauffant ce ballon avec un Bunsen (de manière assez homogène si possible), il va s'illuminer lorsque le sodium se vaporisera. A faire avec précautions (risque d'implosion).

4.2.2 - Renversement des raies

Placer entre le condenseur de la Q-I et la fente un petit creuset contenant un peu de sodium solide (fig. 15). Chauffer ce creuset avec un bec Bunsen (ou un petit réchaud Camping-Gaz). Lorsque le sodium chauffe et se vaporise, la flamme prend une couleur jaune caractéristique. Le spectre de lumière blanche apparaît alors barré par une raie noire à l'emplacement où l'on observe la raie jaune lorsqu'on coupe la Q-I. Le phénomène est assez fugitif et la mise au point du spectre sur l'écran assez critique (il est plus facile de détecter une raie lumineuse sur un fond noir que l'inverse).

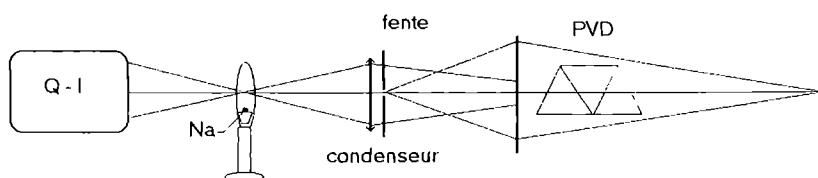
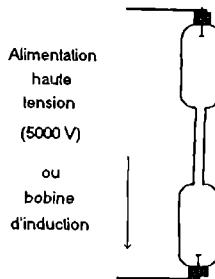


fig. 15

4.3 - Spectre de l'hydrogène. Mesure de la constante de Rydberg

Le tube de Plucker (fig. 16) permet de produire une décharge dans un gaz et la région capillaire du tube peut constituer une fente source pour un spectroscope.

fig. 16



Avec le tube à hydrogène, on peut ainsi déterminer quelques longueurs d'onde de la série de Balmer. Dans le spectre assez complexe (pour l'essentiel dû à l'hydrogène moléculaire), on reconnaît assez facilement les raies rouge (H_α , $\lambda = 656.3 \text{ nm}$, $m = 3$) bleue (H_β , $\lambda = 486.1 \text{ nm}$, $m = 4$) et indigo (H_γ , $\lambda = 434.1 \text{ nm}$, $m = 5$). L'utilisation du monochromateur ou d'un goniomètre permet une mesure de ces longueurs d'onde et donc une détermination de la constante de Rydberg pour l'hydrogène R_H .

$$\frac{1}{\lambda} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right)$$

Pour la série de Balmer, $n = 2$. On doit trouver $R_H = 109677 \text{ cm}^{-1}$.

Cette constante de Rydberg est une combinaison de constantes fondamentales de la Physique :

$$R_H = R_\infty / \left(1 + \frac{M_{el}}{M_H} \right) \quad \text{et} \quad R_\infty = 2\pi^2 m e^4 / c h^3 \quad (\times (1/4\pi\epsilon_0)^2 \text{ en S.I.})$$

5 - Utilisation d'un goniomètre

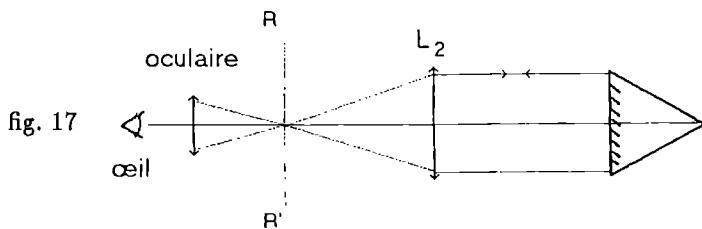
5.1 - Réglage du goniomètre

Le goniomètre est un appareil de précision permettant d'effectuer des mesures d'angle. On s'intéressera ici seulement au réglage optique, le réglage mécanique (plate-forme perpendiculaire à l'axe de rotation) étant considéré comme suffisant (pour en connaître la procédure, consulter la notice de l'appareil).

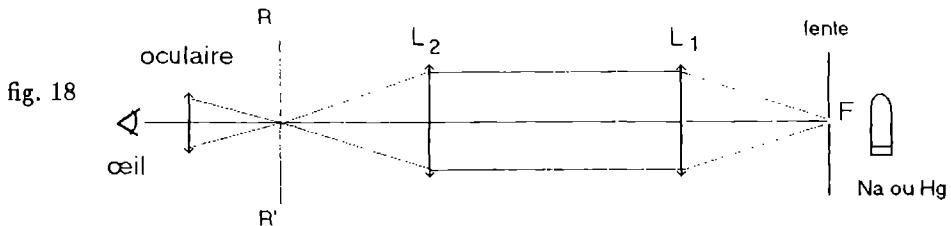
L'appareil possède un collimateur et une lunette selon le schéma de principe de la fig. 1. Un oculaire permet à l'observateur de viser le plan dans lequel se forme l'image de la source et ce plan possède un réticule R.

Régler d'abord l'oculaire afin d'observer le réticule.

Régler ensuite la lunette sur l'infini par autocollimation en éclairant le réticule (par un éclairage annexe) et en réglant la distance RL₂ de façon à obtenir l'image R' dans le même plan que R (c'est-à-dire également nette – mais pas nécessairement superposée). Le miroir plan pourra être, par exemple, une face d'un prisme posé sur la plate-forme (fig. 17) ou un vrai miroir appliqué contre la lunette.



Ensuite, régler la distance FL_1 pour voir la fente nette (fig. 18).



5.2 - Mesures de longueurs d'onde

Placer le réseau sur la plate-forme sous incidence normale, traits parallèles à la fente du collimateur. Observer, en tournant la lunette, une raie du spectre d'ordre 1 (par exemple) et suivre son déplacement lorsqu'on tourne légèrement la plate-forme. On doit repérer un minimum de déviation lorsque le déplacement change de sens. Placer le réticule sur cette position qui correspond à $\sin i = \sin i'$, l'angle de déviation D_m étant égal à $2i'$.

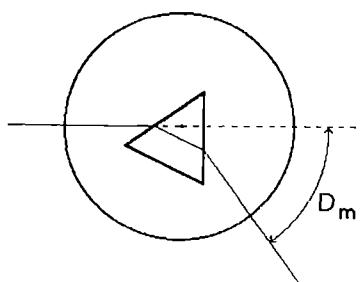
$$\lambda = \frac{2}{nk} \sin \frac{D_m}{2}$$

5.3 - Mesure d'indice

Le goniomètre peut servir à déterminer l'indice d'un milieu transparent avec précision. Nous nous en servirons, par exemple, pour mesurer les indices ordinaire et extraordinaire du spath au chapitre VII.

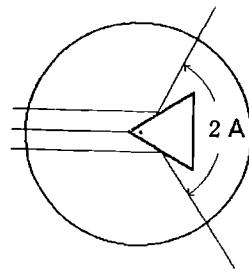
Il s'agit de mesurer le minimum D_m de la déviation donnée par un prisme. Comme dans le cas du réseau, observer une raie du faisceau dévié par le prisme. Tourner la plate-forme et repérer la position donnant le changement du sens de déplacement (c'est une position symétrique où les angles d'incidence et d'émergence sont égaux, le faisceau dans le prisme étant alors parallèle à la base – si le prisme est isocèle, voir fig. 19a).

L'angle A du prisme sera mesuré en repérant les faisceaux réfléchis par les 2 faces du prisme : l'angle entre ces 2 positions est $2A$ (fig. 19b). La position du prisme sur la plate-forme n'est pas critique mais, pour faciliter l'observation, on se placera comme indiqué sur les fig. 19a et 19b.

fig. 19a - Mesure de D_m

L'indice sera donné par

$$n = \frac{\sin\left(\frac{A+D_m}{2}\right)}{\sin\frac{A}{2}}$$

fig. 19b – Mesure de A

CHAPITRE VII

BIRÉFRINGENCE NATURELLE ET ARTIFICIELLE

1 - Rappels

Certains matériaux présentent une anisotropie optique qui est nécessairement liée à une anisotropie de structure (principe de Curie : un effet peut être plus symétrique que ses causes mais une cause ne peut être plus symétrique que l'un quelconque de ses effets). Il s'agit donc :

- soit de solides cristallisés dans une classe cristalline de faible symétrie : on parle de biréfringence naturelle ;
- soit de solides ou de fluides dans lesquels une action (mécanique, électrique, magnétique) fait cesser l'isotropie. C'est le cas de la biréfringence artificielle ou provoquée.

La biréfringence se manifeste alors par un comportement optique différent selon la direction du champ électrique de la vibration lumineuse.

1.1 - Milieux isotropes, uniaxes et biaxes

Sur le plan mathématique, la relation entre le champ électrique et l'excitation est de type tensoriel : $\vec{D} = [\epsilon] \vec{E}$.

Dans une base principale, ce tenseur prend l'expression

$$\begin{bmatrix} \epsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_3 \end{bmatrix}$$

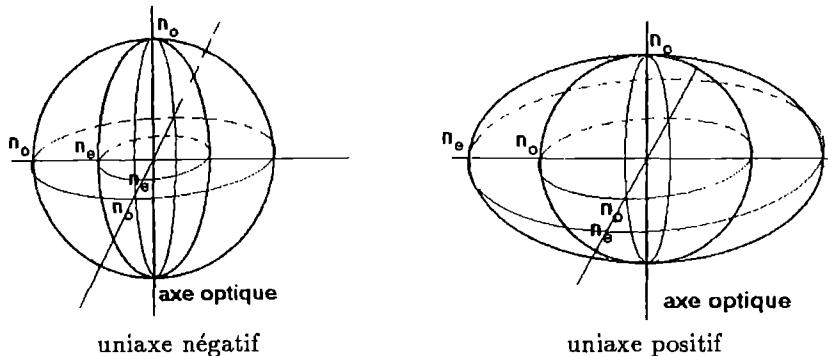
Dans le cas des matériaux isotropes, le tenseur de permittivité $[\epsilon]$ se ramène à un scalaire ϵ .

Dans le cas le plus général, les trois ϵ_i sont différents et le milieu est un biaxe.

Dans le cas de certaines structures cristallines (rhomboédrique, hexagonal, quadratique), 2 des valeurs de ϵ_i sont égales : le milieu est uniaxe. On appelle indice ordinaire n_o la valeur commune de $\sqrt{\epsilon_o/\epsilon_0}$ et indice extraordinaire n_e , l'autre valeur $\sqrt{\epsilon_e/\epsilon_0}$.

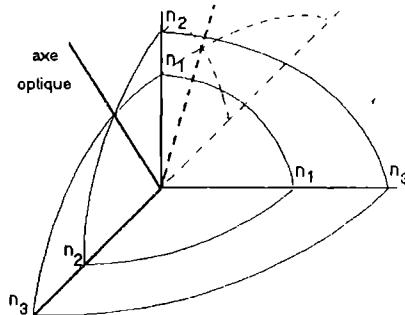
On définit une surface des indices en portant dans la direction du vecteur d'onde \vec{k} deux vecteurs proportionnels à n_o et n_e .

Pour les uniaxes, la surface des indices est formée d'une sphère et d'un ellipsoïde de révolution tangents en 2 points opposés. La direction qui passe par ces 2 points est l'axe optique. Si $n_e < n_o$, on parlera d'un uniaxe négatif (cas du spath) ; dans l'autre cas d'uniaxe positif (cas du quartz) (fig. 1).



Dans le cas le plus général, la surface des indices possède 2 nappes qui se coupent en 4 points ombilicaux qui définissent 2 directions particulières appelées axes optiques (la fig. 2 représente un huitième de la surface) : le milieu est un biaxe. Lorsque la lumière se propage suivant ces axes, l'indice n'a qu'une seule valeur.

fig. 2



Nous étudierons essentiellement les matériaux uniaxes.

1.2 - Surface des indices et surface d'onde

Il est indispensable de connaître quelques définitions et constructions pour comprendre les expériences qui suivront.

Lorsque la propagation a lieu suivant l'axe optique, l'indice n'a qu'une seule valeur n_o , quelle que soit la direction de la vibration lumineuse.

La surface des indices permet de tracer les normales aux ondes suivant la construction de la fig. 3.

La fig. 3a présente le cas où l'axe optique est quelconque par rapport à la surface de séparation, le plan d'incidence (dans le plan de la figure) contenant l'axe optique. La fig. 3b donne le cas particulier d'une lame taillée parallèlement à l'axe optique, le plan d'incidence contenant l'axe optique. La fig. 3c présente le cas où le plan d'incidence est perpendiculaire à l'axe optique.

fig. 3a

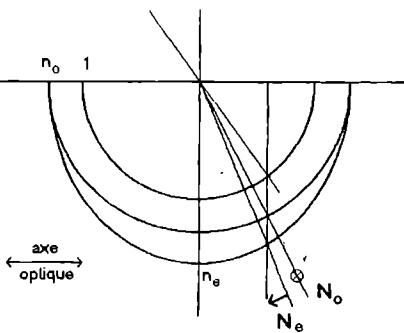
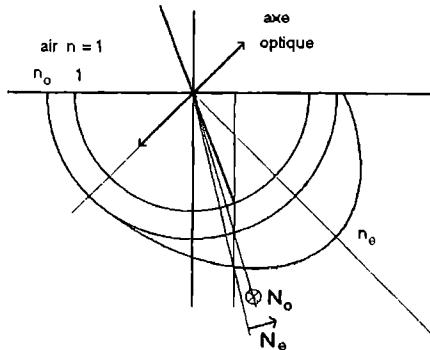


fig. 3b

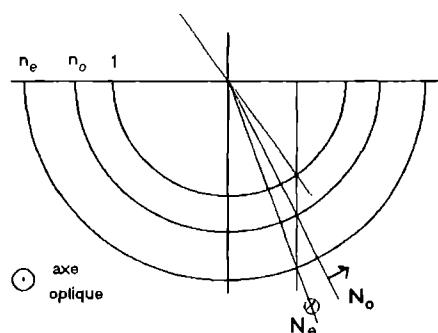


fig. 3c

La vibration ordinaire est perpendiculaire à l'axe optique. La vibration extraordinaire est perpendiculaire à la précédente, elle est dirigée suivant la projection de l'axe optique sur le plan d'onde donc dans le plan des figures 3a et 3b et perpendiculaire au plan de la fig. 3c. Pour s'en souvenir, prendre l'exemple d'un rayon se propageant suivant l'axe optique ; le milieu se comporte comme un isotrope et toutes les vibrations sont ordinaires et, bien entendu, normales au rayon et donc perpendiculaires à l'axe optique.

La surface d'onde se déduit de la surface des indices en portant, non pas l'indice mais la vitesse, c'est-à-dire, au coefficient c près, l'inverse $1/n$. Cette surface permet par la construction (dite d'Huyghens) de la fig. 4 de tracer les rayons lumineux (qui ne coïncident avec les normales aux ondes que dans des cas particuliers). Les cas 4a, b sont les mêmes que pour la figure 3b, c.

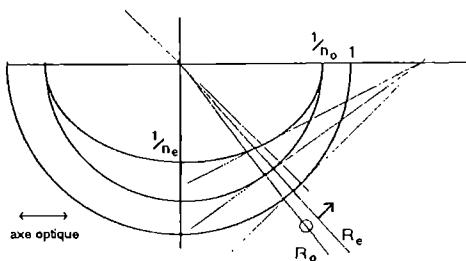


fig. 4a

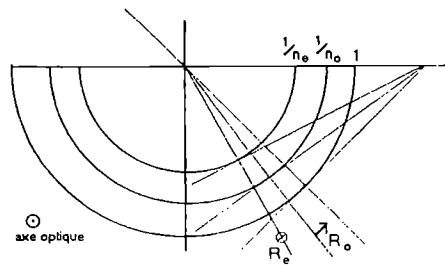


fig. 4b

On voit que les relations de Descartes ($\sin i = n \sin r$) ne s'appliquent qu'au rayon ordinaire et pas au rayon extraordinaire (sauf dans le cas très particulier de la fig. 4b).

Remarque

On définit également l'ellipsoïde des indices (fig. 5) dans lequel on reporte l'indice dans la direction de \vec{D} (alors que dans la surface des indices, on reporte la valeur de n dans la direction de la normale au plan d'onde).

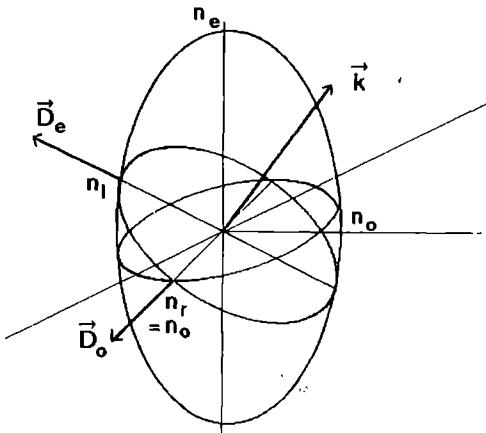


fig. 5

1.3 - Lames minces

Considérons une lame mince cristalline dont l'axe optique est quelconque par rapport aux faces de la lame. On peut alors définir dans le plan de la lame, deux directions perpendiculaires (qui sont les axes de l'ellipse intersection de l'ellipsoïde des indices avec le plan perpendiculaire au vecteur d'onde – voir fig. 5) appelées lignes neutres de la lame.

Une vibration qui est polarisée rectilignement suivant une ligne neutre traverse la lame sans modification et une vibration rectiligne quelconque est décomposée en deux vibrations dirigées suivant les lignes neutres donc perpendiculaires entre elles. À la sortie de la lame, ces deux vibrations présentent de plus une différence de marche égale à $e(n_l - n_r)$ où n_l et n_r sont les indices lent et rapide correspondant aux lignes neutres (fig. 6). La vibration résultante est elliptique et inscrite dans le rectangle de la figure 6a. L'ellipticité dépend du déphasage. Par exemple, si le déphasage est $\pi/2$ (lame quart d'onde), l'ellipse a, comme axes, les lignes neutres (fig. 6b).

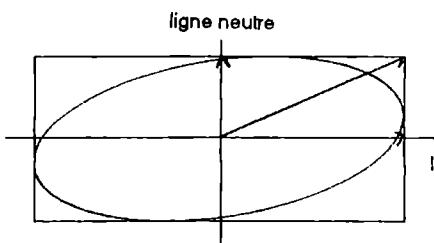


fig. 6a

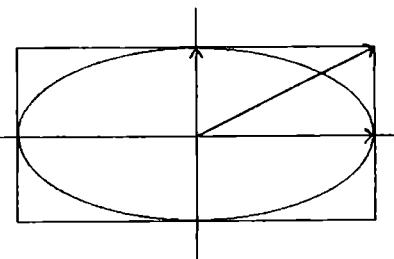


fig. 6b

Dans le cas d'une lame taillée parallèlement à l'axe optique et pour un rayon perpendiculaire à la lame, ces deux indices n_l et n_r prennent les valeurs particulières n_e et n_o ($n_l = n_e$; $n_r = n_o$ lorsque $n_e > n_o$, uniaxe positif ; l'inverse dans l'autre cas).

Si le vecteur d'onde n'est pas perpendiculaire à l'axe optique (la lame n'est pas taillée parallèlement à l'axe et/ou le rayon non normal à la lame), l'un des indices est n_o , l'autre est intermédiaire entre n_e et n_o (voir fig. 5). Nous en verrons une conséquence dans l'étude en lumière convergente.

2 - Mise en évidence

2.1 - Avec un prisme de spath

On utilise un prisme de spath dont l'axe optique est parallèle aux arêtes du prisme.

Éclairer un diaphragme circulaire et faire son image sur un écran avec une lentille de projection. Placer après la lentille le prisme et régler le condenseur de la lampe de façon à faire converger la lumière au voisinage du prisme. Le prisme introduit une déviation du faisceau lumineux : déplacer donc l'écran du côté de la base utilisée du prisme (fig. 7).

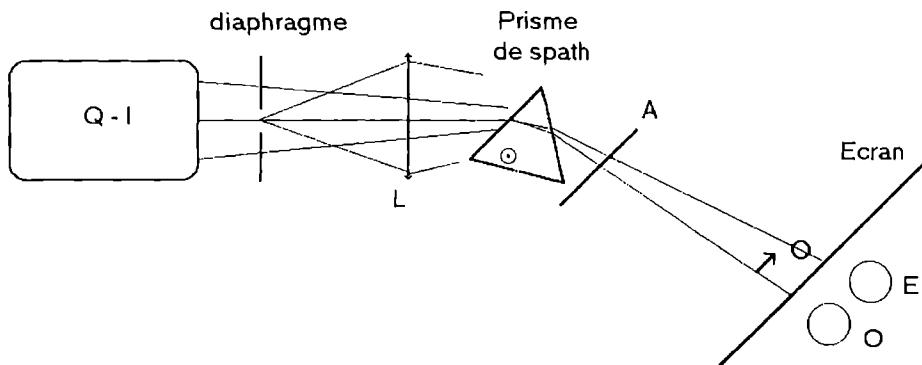


fig. 7

L'image du diaphragme est dédoublée ; faire tourner le prisme (autour d'un axe parallèle à l'arête) afin de se placer au voisinage du minimum de déviation (minimum moyen car il n'est pas réalisé simultanément pour les 2 images). Les images sont également un peu irisées car les indices n_e et n_o dépendent de λ (dispersion) ; on peut placer un filtre coloré pour s'en affranchir.

Placer un analyseur après le prisme de spath et le faire tourner dans son plan : on doit éteindre l'une ou l'autre des 2 images. Connaissant la direction de polarisation de l'analyseur, en déduire l'état de polarisation de chacune des images et identifier l'image ordinaire (vibration perpendiculaire à l'axe optique) et l'image extraordinaire.

En déduire le signe de la biréfringence du spath.

Réponse : l'image ordinaire est la plus déviée ; l'indice ordinaire est donc plus grand que n_e : uniaxe négatif. On peut même, en mesurant l'angle minimal de déviation de chaque image, en déduire les valeurs de n_e et n_o . En effet, on est dans le cas de la fig. 4c où les formules de Descartes de la réfraction s'appliquent. Donc les formules du prisme s'appliquent aussi et l'on a pour chaque image

$$n = \frac{\sin \frac{A+D_m}{2}}{\sin \frac{A}{2}}$$

Les mesures de D_m et de A (angle au sommet du prisme) et donc des 2 indices, peuvent même être très précises en utilisant un goniomètre (chap. VI, 5). On doit obtenir $n_o = 1.6584$ et $n_e = 1.4865$ (pour les raies jaunes du sodium)

Remarque

On peut diminuer et même supprimer la déviation et la dispersion d'une des 2 images en plaçant derrière le prisme de spath, un prisme de verre d'indice et de dispersion voisins de ceux du spath (pour l'extraordinaire généralement).

Des associations de même principe ont été réalisées avec deux prismes biréfringents d'axes optiques croisés ou non. Selon qu'ils donnent deux faisceaux émergents ou un seul et selon la présence d'une lame d'air ou de colle (baume du Canada) entre les 2 prismes, ces dispositifs (fig. 8) ont pour nom :

- Nicol (axes parallèles, colle, un seul faisceau émergent) ;
- Glazebrook (axes parallèles, colle, un seul faisceau émergent) ;
- Wollaston (axes croisés, 2 faisceaux émergents) ;
- Rochon (axes croisés, 2 faisceaux émergents).

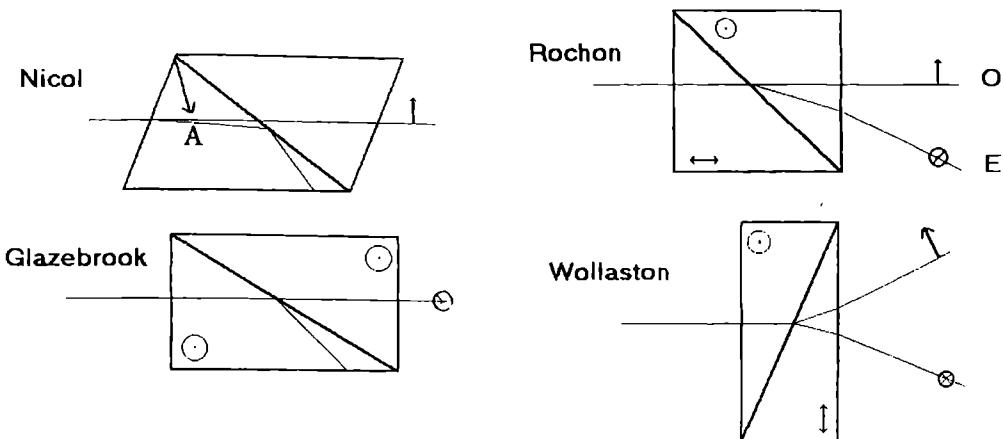


fig. 8

2.2 - Avec un rhomboèdre de spath

Un rhomboèdre naturel de spath se présente comme une lame épaisse à faces parallèles ; l'axe optique est dirigé approximativement selon la plus petite diagonale du cristal.

Comme en 2.1, faire l'image d'un diaphragme sur l'écran et placer, avant la lentille de projection, la lame de spath. On observe deux images légèrement décalées du diaphragme (retoucher légèrement la mise au point). En diminuant la taille du diaphragme, on peut séparer les 2 images. Faire tourner la lame dans son plan : une image reste (à peu près) fixe, l'autre tourne autour de la première. L'image fixe correspond à l'image ordinaire, l'autre à l'extraordinaire. Placer un analyseur après la lame et vérifier l'état de polarisation des 2 images (la polarisation de l'ordinaire est perpendiculaire au plan contenant la plus petite diagonale du rhomboèdre). Si les 2 images ont une plage commune, celle-ci ne présente pas de polarisation.

La fig. 9 représente la construction d'Huyghens correspondante pour un faisceau normal à la face d'entrée. Les 2 faisceaux émergents sont parallèles et leur distance, proportionnelle à l'épaisseur, est assez faible malgré la biréfringence élevée du spath ($\approx 1\text{mm par cm d'épaisseur}$). En plaçant le spath avant la lentille, on profite du grandissement de la projection.

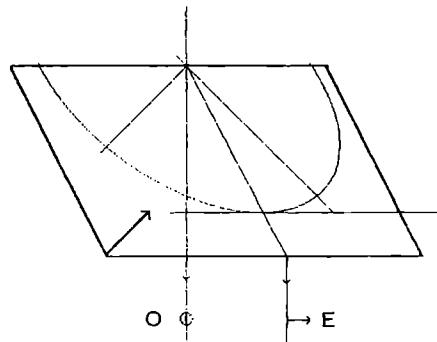


fig. 9

On peut aussi simplement utiliser un rétroprojecteur. Faire sur l'écran l'image d'un mot écrit sur un transparent. Placer la lame de spath sur le document : l'image est dédoublée et on peut voir l'évolution de chacune de ces images en tournant la lame.

3 - Étude des lames cristallines

Dans ce chapitre, il est préférable d'éclairer les lames en lumière grossièrement parallèle (en utilisant le tirage du condenseur de la lampe).

3.1 - Mise en évidence des lignes neutres

Croiser polariseur et analyseur, placer la lame entre P et A : la lumière réapparaît en général. Faire l'image de la lame sur l'écran (fig. 10).

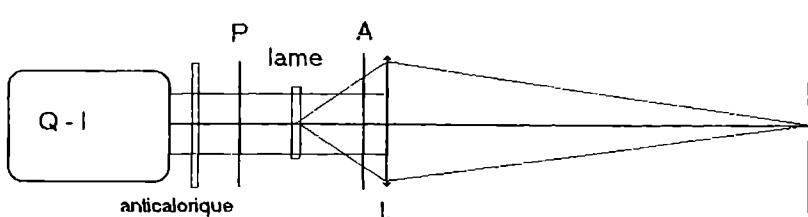


fig. 10

Tourner la lame dans son plan : il existe deux positions perpendiculaires qui rétablissent l'extinction. Cela veut dire que la vibration rectiligne donnée par P est dirigée suivant une des lignes neutres : elle n'est pas modifiée et est donc éteinte par A.

Comme lame, utiliser par exemple un quartz taillé parallèlement à l'axe. Son épaisseur n'a pas d'importance, mais si la lame est assez mince (< 0.2 mm), on observera, hors positions particulières, une coloration de l'image : voir 3.2. Si la lame est épaisse, on obtiendra du blanc d'ordre supérieur : voir 3.5.

3.2 - Interférences en lumière polarisée

3.2.1 - Généralités

Dans un cas général, la vibration donnée par P est décomposée suivant les 2 lignes neutres en 2 vibrations rectilignes qui vont se propager avec des vitesses différentes (indice lent n_l et rapide n_r). À la sortie de la lame, elles présenteront donc un certain déphasage φ

$$\varphi = \frac{2\pi\delta}{\lambda} = \frac{2\pi(n_r - n_l)e}{\lambda}$$

L'analyseur recompose ces 2 vibrations rectilignes perpendiculaires suivant une même direction. L'amplitude résultante dépend donc du déphasage.

Prenons le cas général où les angles α et β repèrent les vibrations transmises par P et A par rapport aux lignes neutres de la lame (fig. 11).

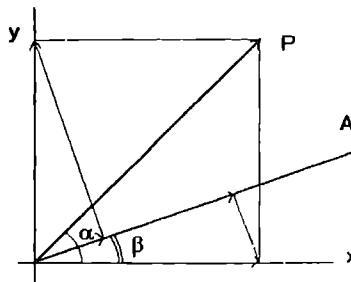


fig. 11

À la sortie de l'analyseur, on a 2 vibrations rectilignes polarisées dans la même direction (celle de A) d'amplitudes $A_0 \cos \alpha \cos \beta$ et $A_0 \sin \alpha \sin \beta$. Ces 2 vibrations sont déphasées de φ .

L'intensité s'écrit alors

$$I = I_0 [\cos^2(\alpha - \beta) + \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2 \frac{\varphi}{2}]$$

Nous nous placerons généralement (contraste maximal) avec P et A à 45° des lignes neutres, P et A étant croisés ou parallèles.

Pour P et A croisés, on a finalement $I = I_0 \sin^2 \frac{\varphi}{2}$

Pour P et A parallèles, $I = I_0 \cos^2 \frac{\varphi}{2}$

La lumière blanche peut être décrite par une certaine répartition spectrale telle que

$$I_B = \int I(\lambda) d\lambda$$

Entre polariseurs croisés, on observe alors une teinte correspondant à

$$I_1 = \int I(\lambda) \sin^2 \frac{\pi \delta}{\lambda} d\lambda$$

Entre polariseurs parallèles, on a

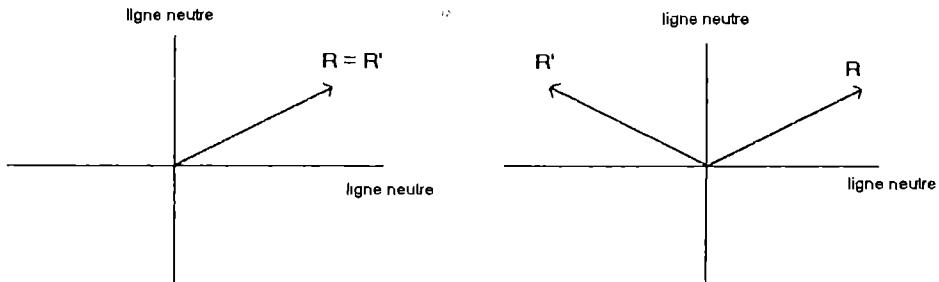
$$I_2 = \int I(\lambda) \cos^2 \frac{\pi \delta}{\lambda} d\lambda$$

Ces 2 teintes sont complémentaires puisque $I_1 + I_2 = I_B$.

3.2.2 - Lames particulières

En monochromatique, si la différence de marche δ est égale à $p\lambda$, (p entier) la vibration à la sortie de la lame est identique à la vibration incidente $R=R'$. C'est une lame **onde**.

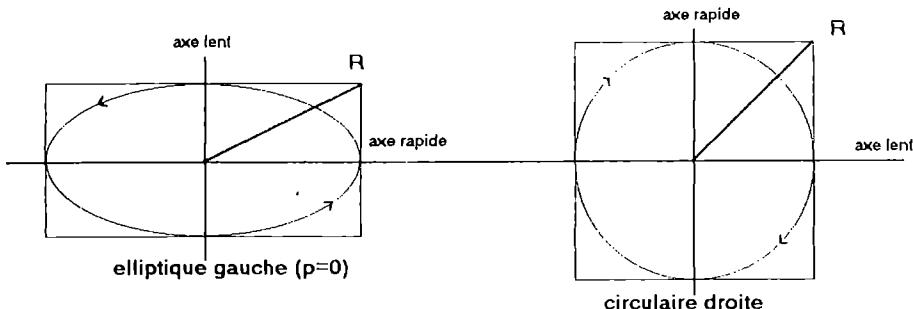
Lorsque $\delta = (p + 1/2)\lambda$ (lame **demi-onde**), la vibration incidente rectiligne est transformée à la sortie de la lame en une vibration rectiligne symétrique par rapport à une ligne neutre.



Lame onde

Lame demi-onde

Lorsque $\delta = (p + 1/2)\lambda/2$ (lame quart d'onde), la vibration de sortie est elliptique, les axes de l'ellipse étant les lignes neutres de la lame. La vibration est elliptique droite ou gauche selon que p est pair (généralement $p = 0$) ou impair et suivant la position des axes lent et rapide par rapport à la vibration incidente. Lorsque la vibration incidente est à 45° des lignes neutres, les vibrations sont circulaires.



Lames quart d'onde

3.2.3 - Expériences

Même montage qu'en 3.1.

Croiser P et A et faire tourner la lame dans son plan pour repérer les lignes neutres (par extinction). Tourner ensuite de 45° : on observe de vives couleurs interférentielles. Mettre P et A parallèles : on doit observer les couleurs complémentaires.

Le tableau indique les couleurs obtenues en fonction de la différence de marche introduite par la lame (échelle des teintes de Newton).

On peut utiliser de nombreux types de lames :

– lame mince de quartz taillé parallèlement à l'axe optique. Une épaisseur de $\approx 60 \mu\text{m}$ correspond à une différence de marche de $\approx 560 \text{ nm}$: entre P-A croisés, elle éteint donc la longueur d'onde correspondant au maximum de sensibilité de l'œil et la couleur est la teinte sensible (pourpre) ;

– lame de ruban adhésif (« Scotch ») collée sur une plaque de verre. Il est possible de constituer plusieurs épaisseurs (en les collant bien parallèlement légèrement décalées). La biréfringence de ces lames est celle de la cellophane : c'est une biréfringence artificielle provoquée lors de la fabrication par étirement et conservée ensuite. Suivant le type (et la marque) du ruban, on trouvera des lames dont la différence de marche est comprise entre 150 et 300 nm. On observe alors des teintes très variées. Estimer la différence de marche introduite par une épaisseur unique d'après la couleur observée (P-A croisés et P-A parallèles) et vérifier ce que donnent 2, 3, 4 épaisseurs ;

– « transparent » pour rétroprojecteur (δ faible, de 30 à 130 nm) ;

Tableau
Échelle des teintes de Newton

δ (en nm)	couleur pour un retard de δ (ou P et A croisés)	couleur pour un retard de $\delta + \lambda/2$ (ou P et A parallèles)
Premier ordre	0 noir	blanc
	40 gris de fer	blanc
	97 gris lavande	blanc jaunâtre
	158 bleu gris	blanc brunâtre
	218 gris plus clair	brun jaune
	234 blanc verdâtre	brun
	259 blanc	rouge clair
	267 blanc jaunâtre	rouge carmin
	275 jaune paille pâle	brun rouge sombre
	281 jaune paille	violet sombre
	306 jaune clair	indigo
	332 jaune vif	bleu
	430 jaune brun	bleu gris
	505 orangé rougeâtre	vert bleuâtre
	536 rouge chaud	vert pâle
	551 rouge plus foncé	vert jaunâtre
Deuxième ordre	565 pourpre	teinte sensible
	575 violet	vert plus clair
	589 indigo	jaune verdâtre
	664 bleu de ciel	jaune d'or
	728 bleu verdâtre	orangé
	747 vert	orangé brunâtre
	826 vert plus clair	rouge carmin clair
	843 vert jaunâtre	pourpre
	866 jaune verdâtre	pourpre violacé
	910 jaune pur	teinte sensible
Troisième ordre	948 orange	violet
	998 orangé rougeâtre vif	indigo
	1101 rouge violacé foncé	bleu sombre
	1128 violet bleuâtre clair	bleu verdâtre
	1151 indigo	vert
	1258 bleu (teinte verdâtre)	vert jaunâtre
	1334 vert de mer	jaune sale
	1376 vert brillant	couleur chair
	1426 jaune verdâtre	rouge brun
		violet
		bleu violacé grisâtre
		teinte sensible

– lames « demi-onde » ou « quart d’onde ». Cette dénomination n’a de sens que si l’on précise la longueur d’onde correspondante. La seule information physique est la différence de marche introduite. Une lame qui introduit une dif. de marche de 315 nm est demi-onde pour $\lambda = 630$ nm (\approx Laser HeNe) mais elle ne donne pas la teinte sensible en lumière blanche et P-A parallèles. En l’absence de précision, la dénomination correspond souvent à la longueur d’onde du maximum de sensibilité de l’œil soit 560 nm (vert-jaune) ;

– superposition des lames précédentes. Vérifier que les différences de marche correspondent à la somme ou à la différence des différences de marche suivant que l’on aligne les lignes neutres, axe rapide-axe rapide ou axe rapide-axe lent.

Quand la différence de marche augmente beaucoup (> 2000 nm), les teintes sont de plus en plus pâles (vert pâle et rose pâle) et tendent vers le blanc d’ordre supérieur (voir 3.5).

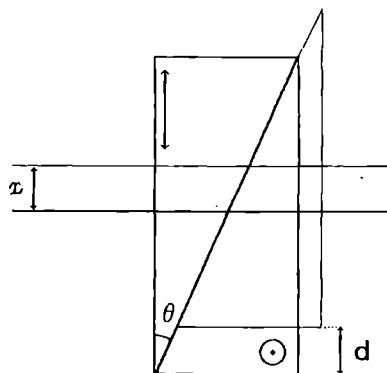
3.3 - Compensateur de Babinet

Cet appareil permet de mesurer la différence de marche introduite par une lame mince. Nous nous en servirons pour affiner la détermination faite en 3.2.3 à partir des teintes observées.

3.3.1 - Constitution

Le compensateur de Babinet est constitué de 2 lames prismatiques de quartz, taillées parallèlement à l’axe optique, les axes optiques étant croisés (fig. 12).

fig.12



Les lignes neutres des deux parties sont donc croisées, l’axe lent de la première lame correspondant à l’axe rapide de la seconde.

Si l’on considère un rayon qui traverse deux épaisseurs e_1 et e_2 , la différence de marche totale entre 2 vibrations perpendiculaires sera donc

$$\delta = (n_l - n_r)e_1 + (n_r - n_l)e_2$$

Pour le rayon central qui traverse 2 épaisseurs égales, la différence de marche totale est nulle. Un rayon situé à une distance x traverse 2 épaisseurs différentes et la différence de marche augmente linéairement avec la position x : $\delta = 2\Delta n x \tan \theta$.

Entre P et A croisés, on repère les lignes neutres du compensateur en faisant son image sur un écran (fig. 10) et en le tournant dans son plan. On se place ensuite à 45° de ces lignes neutres. On observe des franges d'interférence : la frange centrale est noire et, de part et d'autre, les franges sont irisées (comme les franges du coin d'air obtenues au Michelson) en suivant les couleurs de l'échelle de Newton.

En superposant au Babinet une lame cristalline dont les axes sont dirigés suivant ceux du Babinet, on introduit une différence de marche supplémentaire donnée : la figure d'interférences est déplacée d'une certaine quantité.

On translate alors l'une des lames du Babinet d'une distance d : la figure d'interférences est déplacée de la même quantité et on peut faire varier d de telle sorte que le Babinet « compense » la différence de marche introduite par la lame.

3.3.2 - Procédure

Commencer par étalonner le compensateur, c'est-à-dire connaître la correspondance entre un déplacement mécanique d et la différence de marche δ .

Entre P et A croisés, repérer les lignes neutres du compensateur et les placer à 45° de P et A. Faire l'image du compensateur et en particulier du réticule situé sur une de ses faces : on observe des franges irisées. Par translation d'une lame, amener la frange centrale sur le réticule.

Placer un filtre interférentiel de longueur d'onde λ_0 connue : les franges sont monochromatiques. Translater l'une des lames du Babinet de manière à décaler le système de franges d'une interfrange : soit d_0 le déplacement lu sur le tambour : il correspond à une différence de marche λ_0 (pour plus de précision, on peut décaler de plusieurs franges).

Enlever le filtre interférentiel et placer la lame mince inconnue (avant ou après le compensateur, cela n'a pas d'importance). La faire tourner dans son plan afin que ses lignes neutres soient parallèles à celles du Babinet (et donc aussi à 45° de P et A) - voir remarque 1. Le système de franges est décalé : on translate la lame mobile du Babinet de façon à remettre la frange centrale noire sur le réticule. Soit d_l le déplacement correspondant. La différence de marche introduite par la lame est donc

$$\delta_l = \lambda_0 \frac{d_l}{d_0}$$

On pourra prendre, comme lames inconnues, celles déjà citées en 3.2.3. Avec une lame de quartz d'épaisseur connue, on peut, en mesurant la différence de marche, déterminer la différence d'indice $n_l - n_r$ (soit la biréfringence $|n_e - n_o|$ si la lame est taillée parallèlement à l'axe optique).

Remarques

1 - Quand on fait tourner la lame inconnue dans son plan, on observe plusieurs situations successives :

- les lignes neutres de la lame sont parallèles (ou perp.) à P et A : les franges sont les mêmes qu'en l'absence de lame (frange centrale noire sur le réticule) ;

- les lignes neutres sont à 45° de P et A : les franges sont décalées d'un côté ou de l'autre du réticule suivant que les axes rapides de la lame et du Babinet coïncident ou non. Pour améliorer la précision sur la mesure de δ_l , on peut ainsi doubler le déplacement mesuré.

2 - Le compensateur de Bravais permet de manière analogue de mesurer la différence de marche introduite par une lame inconnue. Il est constitué de deux lames à faces parallèles successives mais dont l'une est d'épaisseur variable (constituée de 2 coins de même axe optique) : fig. 13

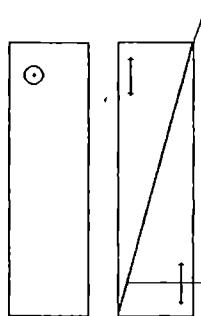


fig. 13

La différence de marche est constante sur toute la surface de la lame et la couleur observée dépend de cette différence de marche suivant le tableau plus haut. Comme dans le compensateur de Babinet, on compense la différence de marche introduite par la lame par une différence de marche opposée afin d'obtenir une différence de marche nulle c'est-à-dire l'extinction entre P et A croisés.

3.4 - Mesure de δ par la méthode de la quart d'onde

Cette méthode permet de mesurer l'ellipticité d'une vibration monochromatique et donc de déterminer le déphasage introduit par la lame (à $2k\pi$ près) avec une bonne précision. La méthode sera développée dans le chapitre « Production et analyse d'une lumière polarisée » (IX.2.5).

3.5 - Spectre cannelé

Reprendons l'expérience du 3.2. avec les lignes neutres à 45° de P et A. Entre P et A croisés, sont absentes les radiations pour lesquelles le déphasage $\varphi = 2\pi\delta/\lambda$ est égal à 0 à $2k\pi$ près. Lorsque la lame est épaisse, un certain nombre de radiations (correspondant à des valeurs de k successives) sont absentes mais comme elles sont réparties régulièrement dans le spectre, la couleur résultante est du blanc d'ordre supérieur. Le spectre correspondant est un spectre cannelé.

3.5.1 - Projection du spectre (fig. 14)

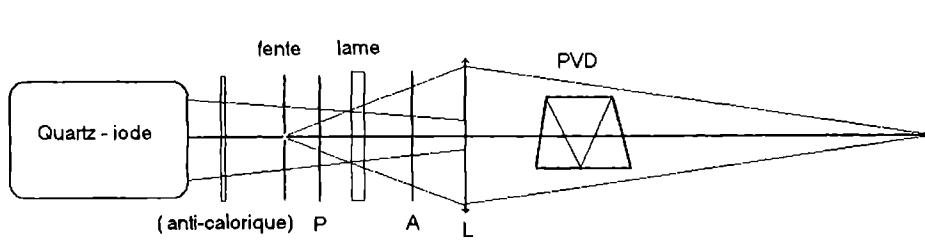


fig. 14

Faire l'image de la fente sur l'écran et placer un prisme à vision directe afin d'obtenir le spectre continu de lumière blanche.

En l'absence de la lame, croiser P et A. Placer la lame et la tourner dans son plan pour repérer ses lignes neutres. Se mettre à 45° : on doit observer des cannelures dans le spectre ; retoucher éventuellement un peu la mise au point et l'inclinaison du PVD afin d'avoir des cannelures bien contrastées. Si les cannelures sont nombreuses (c'est-à-dire si la lame est épaisse, 4 mm de quartz par exemple), il faut une fente source assez fine. Si la lame est plus mince, on peut avoir une fente source plus large et donc un spectre plus lumineux. Il est avantageux de projeter sur un écran dépoli et d'observer à travers.

Pour une lame taillée parallèlement à l'axe optique, la différence des indices lent et rapide est égale à la biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$.

En comptant p cannelures entre deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 ($\lambda_1 > \lambda_2$), on trouve

$$\Delta n e = k_1 \lambda_1 = (k_1 + p) \lambda_2$$

$$\Delta n = \frac{p}{e} \frac{\lambda_1 \lambda_2}{\lambda_1 - \lambda_2}$$

On peut repérer deux longueurs d'onde en plaçant des filtres interférentiels. On pourrait aussi compter le nombre total de cannelures sur l'ensemble du spectre visible (400-800 nm) mais généralement on en perd dans les extrémités rouge et violette en raison de la faible sensibilité de l'œil (surtout au-dessus de 700 nm).

3.5.2 - Mesure avec un monochromateur

Enlever la fente, la lentille de projection et le PVD. Placer derrière l'analyseur le monochromateur et enregistrer le spectre avec un PM ou une photodiode. La figure 15 représente un enregistrement avec une lame de quartz de 4 mm. L'étalonnage en longueur d'onde est obtenu sur l'enregistrement en occultant à la main la fente d'entrée du monochromateur quand la longueur d'onde affichée sur l'appareil prend des valeurs particulières.

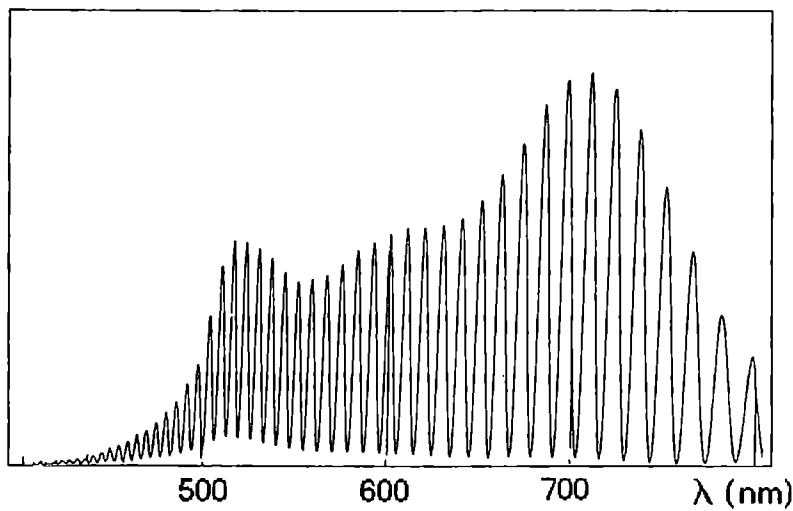


fig. 15

On voit sur cet enregistrement que les cannelures ne sont pas équidistantes en fonction de λ . En effet, on a $\lambda = \Delta n e / k$.

Par contre, on peut écrire $\sigma = k/\Delta n e$. Si on trace le spectre en fonction du nombre d'onde, les cannelures doivent être équidistantes.

Au lieu de tracer le spectre sur enregistreur, nous l'avons acquis sur ordinateur PC (acquisition et logiciel Physcope de Eurosmart). Il devient alors possible de représenter le spectre cannelé (normalisé en le divisant par le spectre sans lame biréfringente) en fonction de σ . La figure 16 présente la sortie sur imprimante de ce traitement.

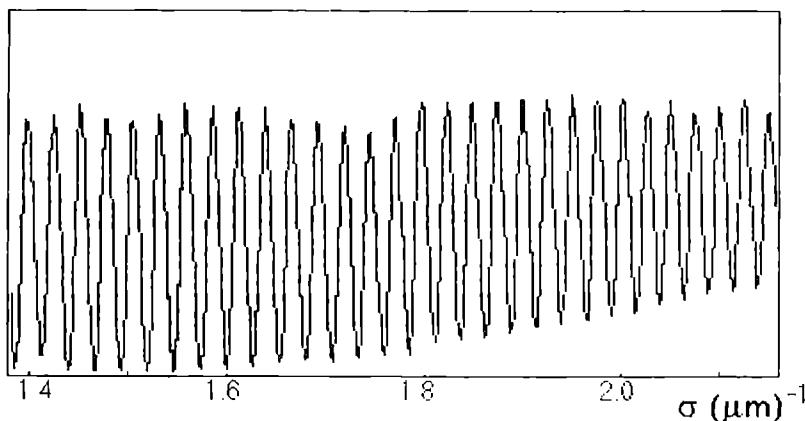


fig. 16

Les cannelures sont pratiquement équidistantes. On observe cependant un resserrement progressif lorsque σ augmente. Ceci est dû à ce que la biréfringence Δn augmente légèrement en passant de $\lambda = 0.7\mu m$ ($\Delta n = 9.044 \cdot 10^{-3}$) à $\lambda = 0.4\mu m$ ($\Delta n = 9.504 \cdot 10^{-3}$).

3.6 - Mesure de différence de marche avec le Michelson

Le principe est de compenser la différence de marche introduite par la lame biréfringente par une différence de marche géométrique obtenue par le déplacement d'un miroir du Michelson (fig. 17).

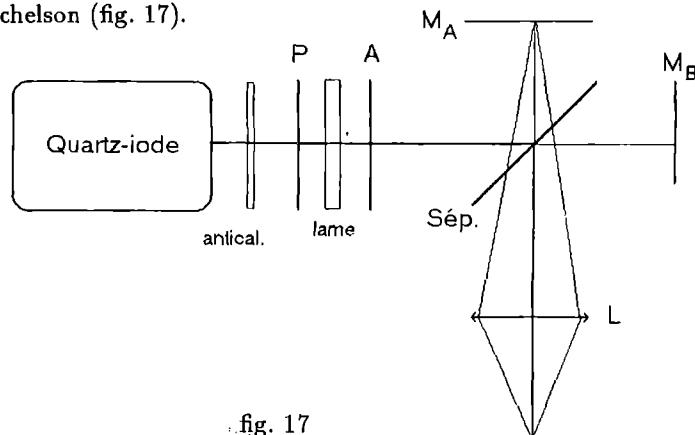


fig. 17

On utilisera une lame épaisse (quartz parallèle de 4 mm). En l'absence de la lame, se régler en coin d'air en lumière blanche. Placer P et A croisés. Placer la lame à 45° de P-A. On observe encore les franges. Déplacer lentement le miroir mobile : on observe d'abord du blanc d'ordre supérieur puis, pour un certain déplacement, réapparition de franges irisées (en contraste plus réduit). On observe cet effet pour les 2 sens de déplacement du miroir.

Soit d le déplacement du miroir. On a $2d = \Delta n e$

Explications

- Première méthode

L'ensemble P-L-A donne 2 vibrations rectilignes E_1 et E_2 déphasées de $\delta = \Delta n e$.

Après réflexion sur les 2 miroirs A et B, chaque vibration est divisée en amplitude et donne 2 vibrations E_A et E_B déphasées de $\Delta = 2d$ (on néglige la différence de marche due au petit angle entre les miroirs que l'on peut rendre aussi petit que l'on veut).

À la sortie du Michelson, on a donc 4 vibrations E_{1A} , E_{1B} , E_{2A} , E_{2B} . Pour $d = 0$ (contact optique), ces vibrations interfèrent 2 à 2 : E_{1A} avec E_{1B} , E_{2A} avec E_{2B} . On observe les franges du coin d'air « classiques ».

On translate le miroir. Pour $\Delta = \delta$, les vibrations E_{1A} et E_{2B} sont en phase tandis que E_{2A} et E_{1B} sont déphasées de $\delta + 2d$. Le premier couple donne des franges, le second est responsable d'un fond blanc constant qui diminue le contraste. Si le déplacement est inverse, ce sont maintenant E_{2A} et E_{1B} qui sont en phase et donnent des franges.

- Seconde méthode

On a vu dans le chapitre « Interféromètre » que l'intensité transmise par le Michelson en fonction de la différence de marche Δ est la transformée de Fourier en cosinus de la répartition spectrale de la lampe.

$$I(\Delta) = \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B(\sigma)(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) d\sigma$$

En lumière blanche « ordinaire », l'intensité n'est différente d'une valeur constante qu'au voisinage de $\Delta = 0$. Cela veut dire qu'on ne voit des franges qu'au voisinage de l'épaisseur nulle.

À la sortie de l'ensemble P-L-A, le spectre de la lumière est cannelé (voir 3.5), c'est-à-dire que sa répartition spectrale est de la forme

$$B_{cann.}(\sigma) = B_{bl}(\sigma) \sin^2 \pi\sigma\delta$$

où $B_{bl}(\sigma)$ représente le spectre de lumière blanche de la lampe.

On trouve alors

$$I(\Delta) = \frac{1}{2} \int_{\sigma_1}^{\sigma_2} B_{bl}(1 - \cos 2\pi\sigma\delta)(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta)d\sigma$$

$$I(\Delta) = \frac{1}{2} \int B_{bl} \left(1 - \cos 2\pi\sigma\delta + \cos 2\pi\sigma\Delta - \frac{1}{2} (\cos 2\pi\sigma(\delta - \Delta) + \cos 2\pi\sigma(\delta + \Delta)) \right) d\sigma$$

Au voisinage de $\Delta = 0$, il reste seulement

$$I = \frac{1}{2} \int B_{bl}(1 + \cos 2\pi\sigma\Delta) d\sigma$$

Au voisinage de $\delta = \Delta$, on a

$$I = \frac{1}{2} \int B_{bl}\left(1 - \frac{1}{2} \cos 2\pi\sigma(\delta - \Delta)\right) d\sigma$$

De même, au voisinage de $\delta = -\Delta$

$$I = \frac{1}{2} \int B_{bl}\left(1 - \frac{1}{2} \cos 2\pi\sigma(\delta + \Delta)\right) d\sigma$$

L'interférogramme a donc l'aspect de la fig. 18.

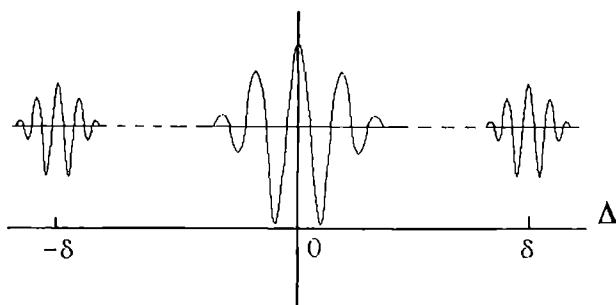


fig. 18

4 - Étude en lumière convergente

Dans le chapitre précédent, les lames étaient éclairées en lumière parallèle sous incidence normale. Les lignes neutres de la lame étaient alors parfaitement définies et identiques pour tous les rayons. Par exemple :

– lame taillée perpendiculairement à l'axe optique : le rayon lumineux est suivant l'axe optique et le comportement du milieu est semblable à celui d'un milieu isotrope. Toutes les directions orthogonales à l'axe sont des lignes neutres ;

– lame taillée parallèlement à l'axe optique : il existe deux lignes neutres, la première est suivant l'axe optique, la seconde perpendiculaire à cet axe et dans ce cas

$$n_l - n_r = |\Delta n| = |n_e - n_o|.$$

Nous allons maintenant envisager un faisceau de lumière convergente, c'est-à-dire avec différents plans d'incidence et des angles d'incidence quelconques. Les lignes neutres et les indices lent et rapide dépendent alors de chaque rayon.

4.1 - Lame taillée perpendiculairement à l'axe optique

4.1.1 - Expérience

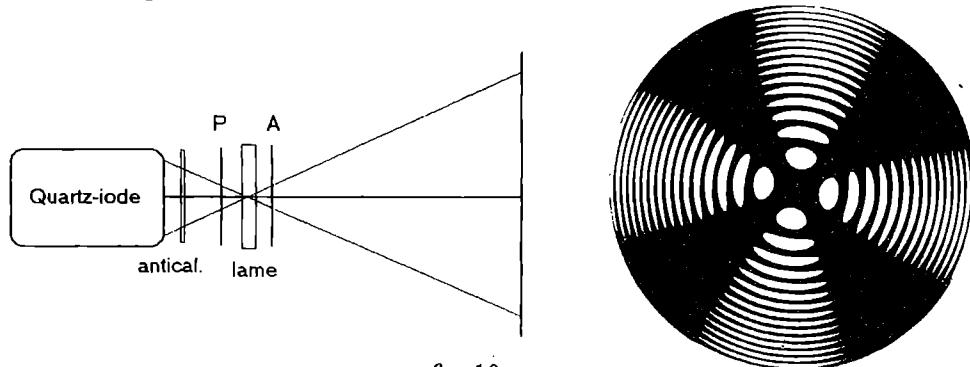


fig. 19

Placer P et A croisés (ne pas oublier le filtre anticalorique avant P). Faire converger (au moyen du condenseur de la quartz-iode) la lumière sur la lame (spathe perpendiculaire de 1 à 4 mm d'épaisseur). On observe sur un écran placé à un ou 2 mètres.

La figure d'interférences est formée :

- d'une croix noire selon les directions de P et A ;
- entre les branches de la croix, des anneaux colorés dont les rayons varient comme ceux des anneaux de Newton (de plus en plus resserrés en s'éloignant du centre).

Entre P-A parallèles, la croix est blanche.

4.4.2 - Explications

Les lignes neutres d'une lame sont définies pour une direction normale à chaque plan d'ondes envisagé.

La fig. 20a indique comment est défini le plan d'incidence par rapport aux directions de P et A. La surface de la lame est dans le plan de la fig. 20b et le plan d'incidence est représenté par sa trace.

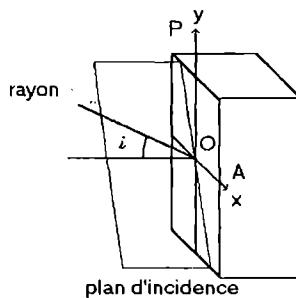


fig. 20a

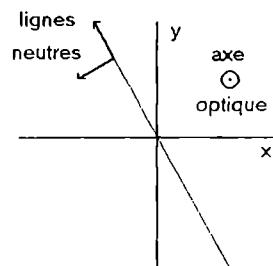


fig. 20b

Reprendons la fig. 3a dans le cas particulier d'une lame taillée perpendiculairement à l'axe optique : fig. 21a.

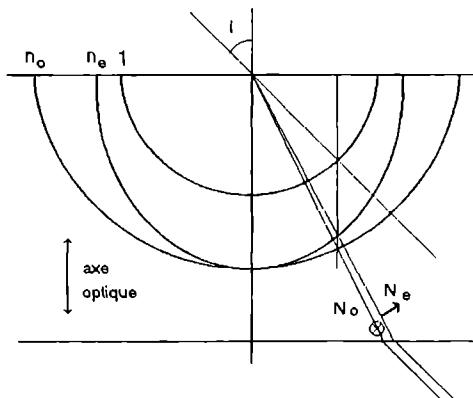


fig. 21a

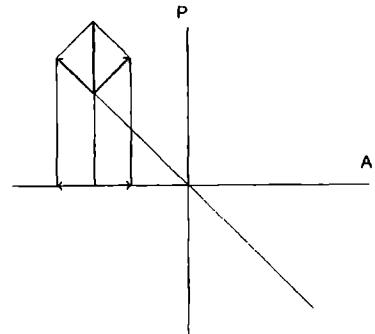


fig. 21b

Pour un rayon normal (donc suivant l'axe optique), les indices sont les mêmes : pas de birefringence. Si l'on considère un rayon sous l'incidence i dont le plan d'incidence est celui de la figure 21a, les lignes neutres de la lame sont dans le plan d'incidence et perpendiculairement à ce plan (c'est ce qui apparaît dans la fig. 20b). Les deux normales aux ondes réfractées (correspondant aux vibrations ordinaire et extraordinaire) présentent une différence d'indice qui augmente avec l'angle i . Pour $i = 0$, $\Delta n = 0$ et pour $i = \pi/2$, $\Delta n = |n_e - n_o|$. Lorsque i n'est pas trop grand, $\Delta n \approx \alpha i^2$.

Si l'on envisage un plan d'incidence qui contient la direction du polariseur, il n'y a dans la lame que l'onde extraordinaire. À la sortie de la lame, l'analyseur l'éteint. De même pour le plan d'incidence perpendiculaire à P : cette fois il n'y a que l'onde ordinaire éteinte par A. C'est l'origine de la croix noire.

Dans un plan d'incidence quelconque, les 2 ondes existent (à 45° de P et A, leurs amplitudes sont égales). À la sortie de la lame, on a deux vibrations émergentes, polarisées perpendiculairement. L'analyseur projette ces vibrations suivant la même direction et elles peuvent donc interférer (fig. 21b). Ce sont des interférences entre 2 rayons parallèles (donc à l'infini) mais en pratique, une observation sur un écran un peu éloigné suffit.

L'état d'interférences dépend de $\varphi = 2\pi\Delta n e/\lambda$. Les lignes isochromatiques qui correspondent à $\varphi = \text{cte}$ sont donc des anneaux ($i = \text{cte}$). Ceux-ci présentent leur contraste maximum à 45° de P et A et disparaissent dans la région de la croix.

Complément

Pour enlever le rôle privilégié de la direction de P et A qui est à l'origine de la croix noire ou blanche, on peut faire cette expérience en lumière polarisée circulairement (fig. 22). Placer avant la lame de spath une lame quart d'onde (lignes neutres à 45° de P) puis derrière la lame une deuxième quart d'onde lignes neutres croisées avec la précédente. Les anneaux isochromatiques sont complets.

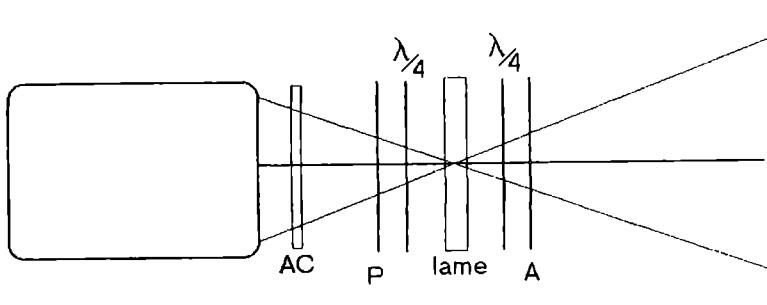


fig. 22

4.2 - Détermination de l'axe rapide d'une lame

Le dispositif précédent permet de trouver très facilement l'axe rapide d'une lame. On place devant le spath perpendiculaire, éclairé en lumière convergente, la lame inconnue. En tournant la lame dans son plan, on trouve 2 positions pour lesquelles on retrouve le système d'anneaux (mais pas la croix noire). Mais ce système d'anneaux est modifié : dans 2 quadrants, les cercles isochromatiques se rapprochent du centre, dans les 2 autres, ils s'en éloignent et le centre noir initial se partage en 2 centres noirs (fig. 23).

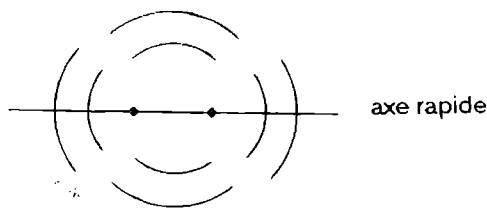


fig. 23

L'axe rapide de la lame est dirigé selon la direction des 2 centres noirs. Dans le plan d'incidence qui contient cet axe, on a retranché un certain déphasage et le centre noir qui correspond à un déphasage total nul est obtenu pour une incidence différente de 0.

4.3 - Lame taillée parallèlement à l'axe optique

Même montage de principe (fig. 19). Cependant, la figure 24 indique que pour le rayon normal, la différence d'indice est grande : elle est même maximale $|n_e - n_o|$ quel que soit le plan d'incidence. L'ordre d'interférences est donc grand.

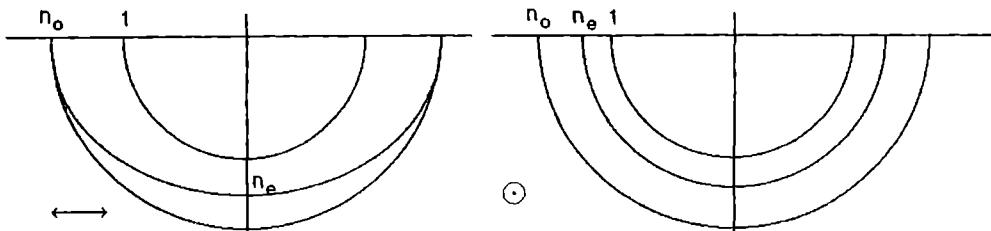


fig. 24

Deux solutions pour l'observation :

- Observer en monochromatique, par exemple avec un Laser. Élargir le faisceau Laser puis le faire converger et placer la lame (quartz parallèle de 4mm d'épaisseur) au point de convergence (fig. 25).

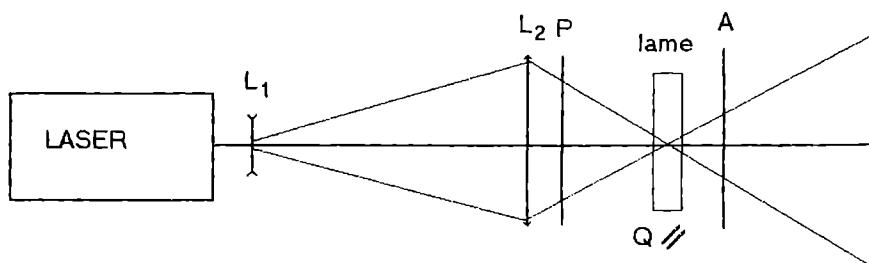


fig. 25

- Se placer en lumière blanche mais superposer 2 lames identiques (comme précédemment, Q parallèle de 4 mm) en croisant les axes optiques. L'axe lent de la première est l'axe rapide de la deuxième et l'ordre d'interférences est nul pour le rayon normal (fig. 26). Ces lignes neutres seront placées à 45° de P et A.

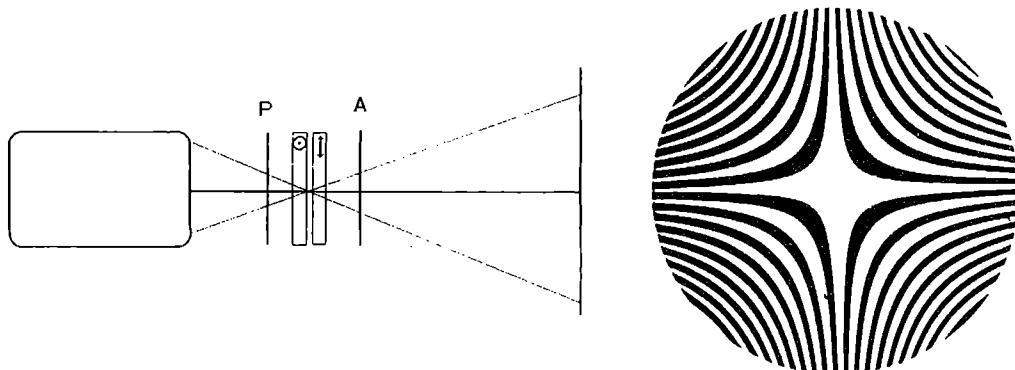


fig. 26

Dans les deux cas, les lignes de même éclairement ou isochromatiques sont des hyperboles équilatères. Les axes des hyperboles forment une croix noire ou blanche suivant que P et A sont croisés ou parallèles.

Le calcul est plus délicat (voir, par exemple, Bruhat Optique).

4.4 - Lame biaxe taillée perpendiculairement à la bissectrice des axes

Cette belle expérience peut se réaliser avec une lame de mica ou de nitrate de potassium. Le dispositif expérimental est celui de la fig. 19. Le calcul théorique donnant la forme des courbes isochromatiques de la fig. 27 (de type lemniscates) n'est pas immédiat ! Les directions de P et A donnent des hyperboles qui barrent la figure.

Seuls les centres S_1 et S_2 s'interprètent facilement : selon les axes optiques, le milieu se comporte comme un isotrope et l'on retrouve l'état correspondant à P et A.

On peut aussi supprimer le rôle de P et A en travaillant en lumière polarisée circulairement (voir fig. 22).

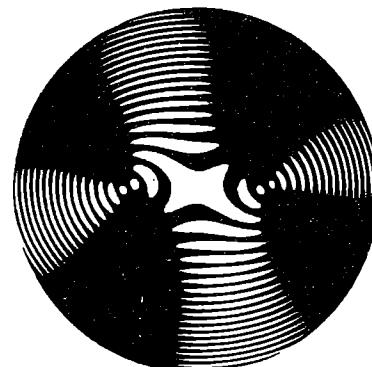


fig. 27

5 - Biréfringence provoquée

5.1 - Biréfringence de déformation

Expérience

Se placer entre P et A croisés. Faire l'image de la lame sur l'écran et la soumettre à une contrainte mécanique (fig. 28). Tourner la lame par rapport à P et A.

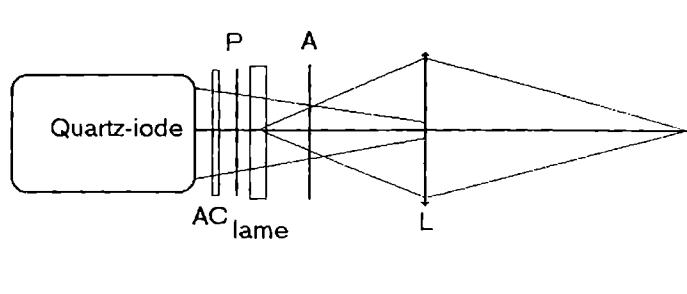
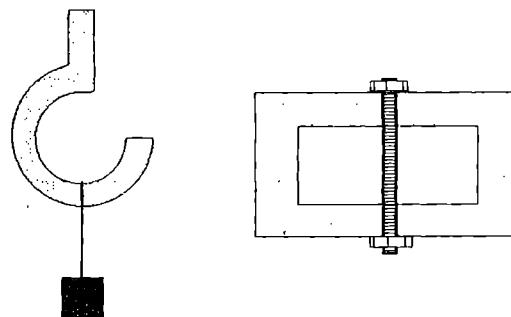


fig. 28

La lame peut être une plaque de Plexiglas que l'on peut déformer (crochet soumis à un poids ou plaque évidée soumise à une compression – fig. 29).

fig. 29



Les lignes noires observées peuvent être dues à 2 possibilités :

– a - en un point donné, la biréfringence est nulle (contrainte nulle) : en tournant la lame, on garde l'extinction ;

– b - en un point donné, les lignes neutres (direction de la contrainte et perpendiculaire) sont celles de P et A. En tournant la lame, l'extinction cesse et les lignes noires observées se déplacent.

Il est possible, comme en fig. 22, de supprimer le rôle privilégié de la direction de P et A et de ne garder que la condition (a) en travaillant en lumière polarisée circulairement. Les lignes isochromatiques sont alors des lignes « isocontrainte », la contrainte augmentant avec la biréfringence suivant l'échelle des couleurs déjà utilisée. Le signe de la contrainte (étirement ou compression) est déterminé par des considérations mécaniques.

Cette méthode d'étude des contraintes est appelée photoélasticimétrie. Pour cela, on réalise des maquettes en Plexiglas des ouvrages que l'on veut étudier.

Complément

On peut aussi utiliser une feuille de cellophane (plastique d'emballage) que l'on étire.

L'utilisation d'un rétroprojecteur peut rendre l'expérience spectaculaire. Placer une grande feuille Polaroïd sur le condenseur et placer l'analyseur juste en dessous de la lentille de projection. Limiter la durée de l'expérience pour ne pas échauffer les polariseurs. Étirer la feuille de cellophane dans une direction à 45° de P et A (les couleurs sont ainsi les plus vives – pourquoi ?).

Remarques

– La biréfringence du « Scotch » utilisée en 3.2.3 a son origine dans cet étirement lors de la fabrication.

– Le verre présente aussi une biréfringence due aux contraintes lors de son refroidissement. C'est pour cela qu'il faut éviter, si possible, de placer des lentilles entre P et A dans tous ces montages.

– On constate aussi cette biréfringence sur les pare-brise de voitures observés par réflexion avec une lumière incidente polarisée (la lumière du ciel est partiellement polarisée).

5.2 - Biréfringence électrique. Effet Kerr

Un matériau isotrope peut devenir biréfringent sous l'action d'un champ électrique. L'effet n'est pas très grand sauf pour certaines substances.

On utilisait traditionnellement du nitrobenzène et des tensions de plusieurs milliers de V. Il est préférable maintenant d'utiliser des céramiques de type PLZT (plomb, lanthane, zirconium, tantale). Des tensions de quelques centaines de V sont suffisantes. La céramique (fournisseur Phywe) dont nous disposons est demi-onde pour 600 V à 633 nm (Laser HeNe).

La fig. 30a indique le dispositif expérimental. Sachant que les lignes neutres sont perpendiculaire et parallèle au champ électrique, placer P et A croisés et à 45° de ces lignes neutres. En augmentant la tension, la lumière est rétablie (à la sortie de la lame, on a une elliptique). Pour $V \approx 600$ V, la lame est demi-onde et on peut rétablir l'extinction en tournant A de 90° . La fig. 30b représente l'intensité en fonction de V.

On peut aussi, en élargissant un peu le faisceau Laser, placer contre la cellule un compensateur de Babinet dont on forme l'image sur un écran, cannelures perpendiculaires à la direction des électrodes. En augmentant le champ, on voit le déplacement de la partie centrale des cannelures (fig. 30c).

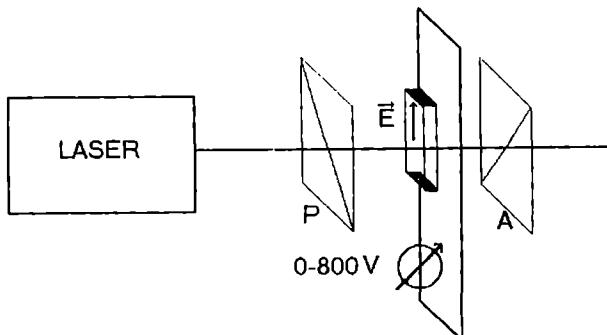


fig. 30a

fig. 30c

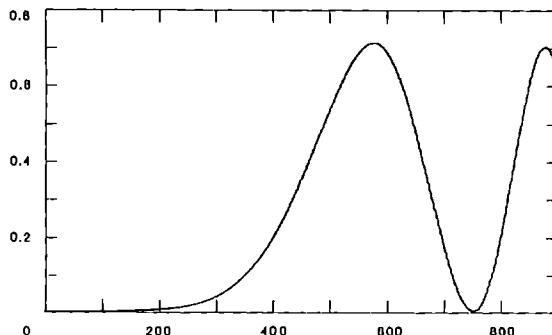
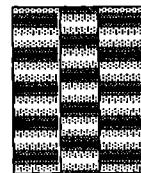


fig. 30b



Remarque

Un autre effet électro-optique est l'effet Pockel. Il s'agit cette fois d'un matériau qui est déjà biréfringent mais dont la biréfringence est modifiée par un champ électrique. C'est un effet linéaire (contrairement à l'effet Kerr qui est quadratique) qui peut être longitudinal ou transversal. Leybold commercialise une cellule Pockel qui permet de moduler un faisceau lumineux.

5.3 - Biréfringence contrôlée des cristaux liquides

Un cristal liquide est une substance qui présente, entre l'état solide et l'état liquide, une phase qui se caractérise par un désordre de position (comme un liquide) mais qui garde un ordre d'orientation de ses molécules (comme un solide). Divers types de phases intermédiaires sont possibles : smectiques, nématiques, cholestériques.

Cet ordre d'orientation est responsable d'une anisotropie optique (biréfringence, dichroïsme et/ou pouvoir rotatoire) qui peut être modifiée ou détruite par une action extérieure (température, champ électrique).

Les afficheurs à cristaux liquides sont basés sur ce dernier effet.

fig. 31

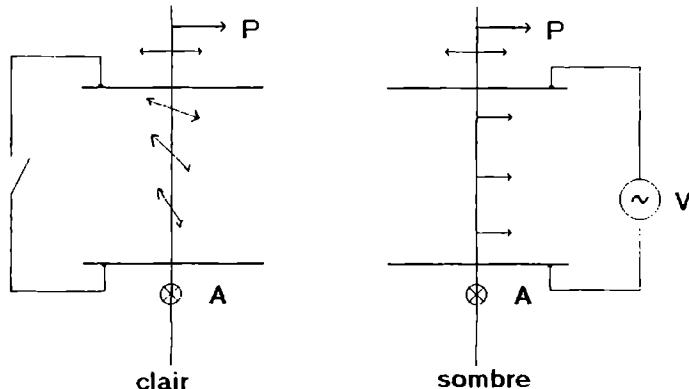
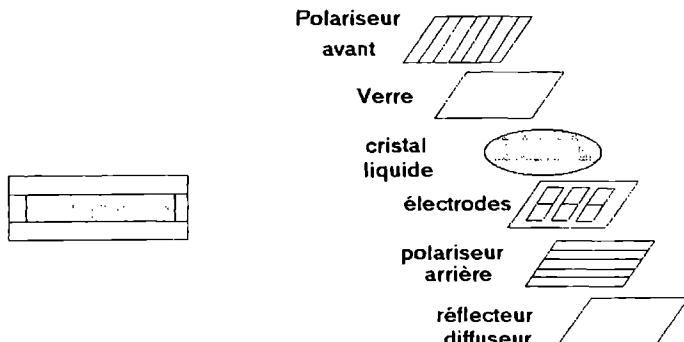


fig. 32



Les fig. 31 et 32 donnent la constitution d'un LCD. Le cristal liquide est un nématique en hélice (Twisted Nematic TN) dont le comportement est semblable à celui d'un cholestérique, c'est-à-dire qu'il fait tourner le plan de polarisation de la lumière, ici de 90° . Entre P et A croisés, la lumière est donc transmise et le réflecteur situé au fond de l'afficheur diffuse et renvoie la lumière incidente. L'action d'un champ électrique alternatif détruit la structure hélicoïdale et oriente les molécules parallèlement au champ électrique. La direction de polarisation de la lumière incidente n'est plus modifiée à la traversée du cristal liquide et l'analyseur éteint l'éclairement du diffuseur qui paraît sombre aux endroits où le champ a été appliqué.

Le grand intérêt des LCD est leur très faible consommation (elle s'exprime en $\mu\text{W}/\text{cm}^2$).

Pour démonstration, on peut << démonter >> un afficheur pour enlever le réflecteur, le polariseur et l'analyseur. Éclairer la partie restante et en faire l'image sur un écran. Placer P et A croisés. Appliquer une tension alternative (avec un BF) entre 2 des nombreuses électrodes : on doit obscurcir un ou plusieurs segments.

**Annexe : Observation de très faibles différences de marche
au moyen de l'interféromètre de Françon**

Le principe en est de dédoubler par biréfringence l'onde qui traverse l'objet puis de faire interférer ces 2 ondes.

Le montage proposé par M. Françon est présenté sur la fig. 33.

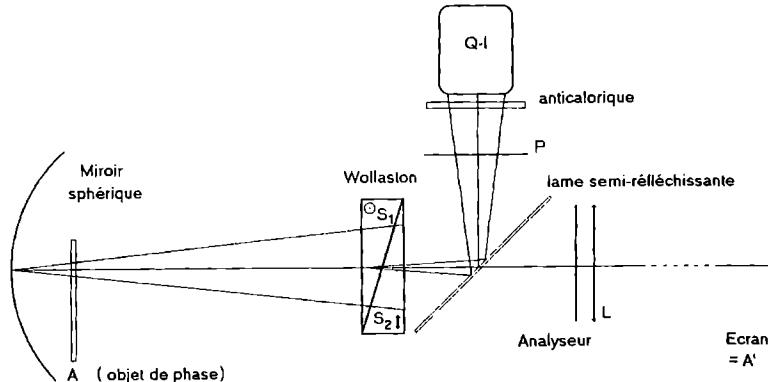


fig. 33 - Vue de dessus

La lame biréfringente est un Wollaston en quartz qui introduit un dédoublement faible des rayons issus de la source. En l'absence d'objet A, les positions de S_1 et S_2 sont symétriques par rapport au centre du Wollaston de telle sorte que la différence de marche totale après double traversée de W soit nulle. Entre P et A croisés, on a alors extinction. Si l'objet A introduit une légère déviation des rayons lumineux (par réfraction), la position de S_2 est déplacée et la différence de marche totale n'étant plus nulle, on obtient la couleur correspondante (échelle des teintes).

La procédure est la suivante : au moyen du miroir semi-réfléchissant et du condenseur, faire converger la lumière au voisinage de W. Le polariseur est orienté perpendiculairement au plan de la figure (afin que la réflexion ne modifie pas le caractère rectiligne de la vibration). Le miroir sphérique (rayon de courbure 50 cm, diamètre au moins 10 cm) est positionné de façon à former l'image de W sur W. L'analyseur est croisé avec P et l'arête du dièdre de W à 45° de ces directions. La lentille L de focale 35 ou 40 cm forme l'image de l'objet A (placé en avant de M) sur l'écran. En déplaçant longitudinalement W, on voit apparaître des franges colorées de coin d'air (comme avec le Babinet) que l'on peut étaler plus ou moins, l'uniformité étant réalisée lorsque W est bien au centre du miroir. En déplaçant latéralement, on décrit l'échelle de teintes. Se placer dans une position telle que la teinte soit vive (dans le deuxième ordre par exemple).

Comme objet A, on peut prendre une lame de verre dont on mettra en évidence les surfaces d'égale épaisseur. Avec un objet chaud (fer à souder, bougie, main) on met en évidence les variations d'indice de l'air.

CHAPITRE VIII

POLARISATION ROTATOIRE

1 - Mise en évidence et propriétés

1.1 - Rappels

La polarisation rotatoire (ou activité optique) est une propriété que possèdent certains composés (dits actifs) qui font tourner la direction de polarisation d'une vibration. Cette propriété (dite chirale) peut être observée sur certains cristaux (le quartz dans ce qui suit) ou sur certaines solutions (par exemple de sucre - saccharose). Bien que certaines expériences présentées dans ce chapitre <> ressemblent >> à celles du chapitre précédent, il faut bien distinguer la polarisation rotatoire de la biréfringence :

- le spath est biréfringent et ne présente pas de polarisation rotatoire ;
- la solution de saccharose présente la polarisation rotatoire mais n'est évidemment pas biréfringente (pas d'anisotropie dans une solution) ;
- le quartz présente les 2 phénomènes. Pour que la biréfringence ne masque pas la polarisation rotatoire, on utilisera des cristaux taillés perpendiculairement à l'axe optique et l'on utilisera un faisceau de lumière quasi parallèle cheminant suivant l'axe optique.

1.2 - Mise en évidence en lumière monochromatique

On utilise un Laser He-Ne et une lame de quartz taillé perpendiculairement à l'axe optique de 1 à 4 mm (maximum) d'épaisseur (fig. 1). En l'absence du quartz, croiser P et A. On place Q bien perpendiculairement au faisceau Laser (on peut se servir du faisceau réfléchi partiellement par Q pour bien le positionner). La lumière est rétablie.

Pour rétablir l'extinction, il faut tourner l'analyseur d'un certain angle α . C'est donc que la vibration qui sort de la lame est encore polarisée rectilignement mais que la direction de polarisation a <> tourné >> de cet angle.

On convient de dire que le matériau est dextrogyre si l'observateur qui reçoit la lumière voit tourner la vibration dans le sens des aiguilles d'une montre ou <> à droite >> suivant la figure 1b. La substance est lévogyre dans le cas opposé.

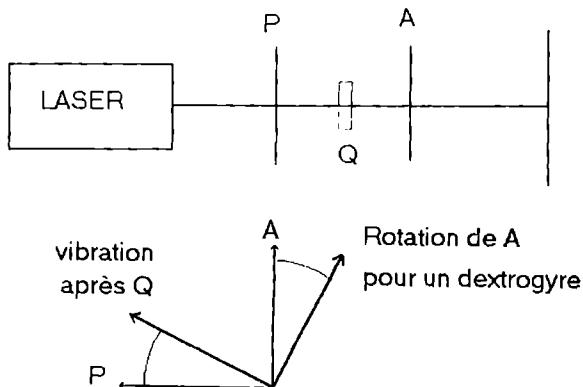


fig. 1

Dans l'étude de la biréfringence (chapitre VII, 3.1), on rétablissait l'extinction en tournant la lame dans son plan et on mettait ainsi en évidence les lignes neutres. Ici, la rotation de la lame ne change rien au phénomène.

1.3 - Propriétés

1.3.1 - Symétries et additivité

- Une lame dextrogyre reste dextrogyre si on la retourne face pour face.
- Il existe des lames de quartz dextrogyres et d'autres lévogyres. Pour une même épaisseur, les rotations sont égales mais opposées.
- La rotation α du plan de polarisation est proportionnelle à l'épaisseur de la lame. On peut ainsi définir un pouvoir rotatoire spécifique $[\alpha] = \alpha/e$ exprimé par exemple en degré par mm. Pour le quartz et à 632 nm, on a $[\alpha] \approx 18.8^\circ/\text{mm}$.

Attention : si la lame est assez épaisse ($> 4\text{mm}$), il peut y avoir ambiguïté sur le sens de rotation : une rotation à droite de 120° donne la même vibration émergente qu'une rotation à gauche de 60° . Utiliser une lame mince pour commencer l'étude.

1.3.2 - Solution de saccharose

Les mêmes propriétés sont retrouvées.

On peut, de plus, étudier le pouvoir rotatoire en fonction de la concentration de la solution. On trouve que le pouvoir rotatoire est proportionnel au produit ($c \times e$) où c est la concentration.

Cette loi de Biot est importante en pratique car elle permet le dosage des solutions actives (saccharimétrie).

Expérience complémentaire

Une belle expérience permet de visualiser la rotation du plan de polarisation lors de la propagation de la lumière.

Un long tube de verre (de l'ordre de 1 m) est rempli d'une solution de saccharose concentrée (1 kg/litre) traversée dans le sens de la longueur par un faisceau parallèle monochromatique polarisé rectilignement à l'entrée (fig. 2). La solution paraît lumineuse par zones régulièrement espacées. Si l'on fait tourner le polariseur, ces zones se déplacent ce qui donne l'impression d'une hélice que l'on tourne.

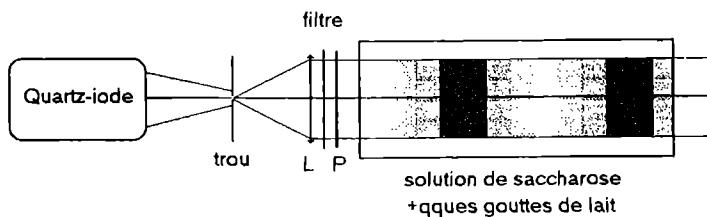


fig. 2

On peut aussi placer le tube verticalement ce qui permet d'utiliser un tube ordinaire sans fenêtre supérieure de qualité optique.

Le champ électrique de la vibration lumineuse provoque une diffusion dans le milieu (pour accroître l'effet, on peut ajouter quelques gouttes de lait). Or, l'intensité lumineuse diffusée dans une direction dépend de l'orientation du champ électrique. En supposant un rayonnement de type dipolaire, on voit sur la figure 3 que l'intensité est nulle dans la direction de \vec{E} et maximale dans le plan perpendiculaire

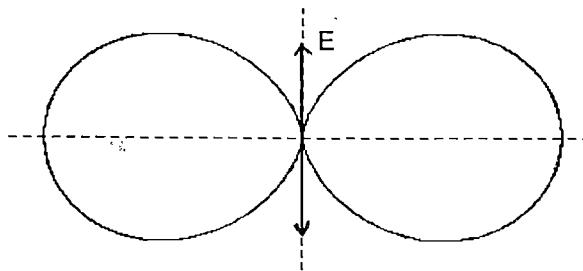


fig. 3

Au cours de sa propagation dans la solution, le champ électrique tourne et se présente, pour l'observateur, successivement, perpendiculairement (et l'on voit la lumière diffusée) ou en direction de l'observateur (et l'on ne voit rien) (fig. 4).

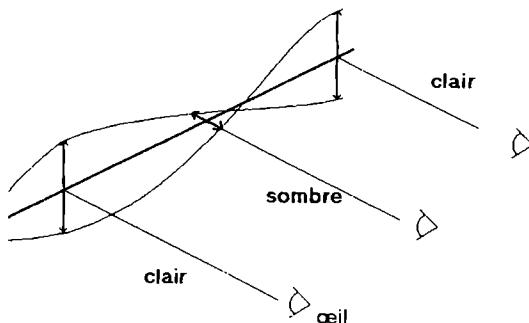


fig. 4

En lumière blanche, un phénomène analogue se produit, mais le pas de l'hélice dépendant de λ (dispersion rotatoire), le phénomène est coloré.

1.4 - Dispersion rotatoire

1.4.1 - Influence de la longueur d'onde

Le pouvoir rotatoire dépend de la longueur d'onde. L'expérience de la fig. 5 permet d'étudier cette variation dans le cas du quartz.

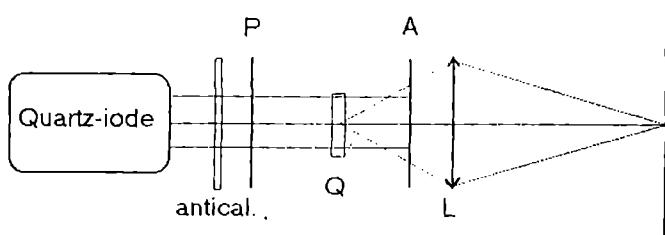


fig. 5

Travailler en lumière à peu près parallèle en agissant sur le condenseur de la lampe. Croiser P et A puis placer la lame et en former l'image sur l'écran. Placer le filtre interférentiel et tourner A de façon à rétablir l'extinction. Pour une lame de 1 mm d'épaisseur, on trouve alors une rotation qui passe de 15° à 720 nm (rouge sombre) à 44° à 420 nm (violet). Si la luminosité est insuffisante sur l'écran (surtout pour les longueurs d'onde extrêmes), pointer l'extinction en plaçant l'œil au niveau de l'écran et en regardant à travers l'ensemble.

Tracer α en fonction de $\frac{1}{\lambda^2}$. On obtient à peu près une droite :

$$\alpha = \frac{A}{\lambda^2}$$

1.4.2 - Observation en lumière blanche

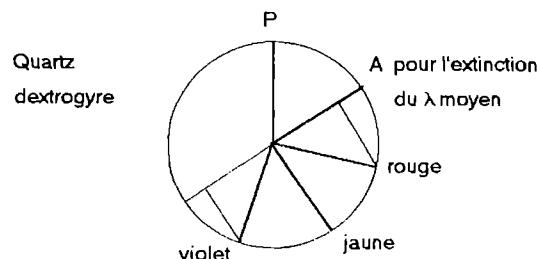
Enlever le filtre interférentiel. On observe une image colorée dont la teinte change en tournant l'analyseur.

La rotation du plan de polarisation étant différente selon la longueur d'onde, l'analyseur éteindra la vibration qui est perpendiculaire à sa direction donc une certaine longueur d'onde. La lumière qui arrive sur l'écran n'est donc plus la lumière blanche de départ.

Si la lame est assez mince (pour que la rotation reste toujours inférieure à un tour), l'interprétation de la couleur observée est simple. En tournant l'analyseur, on fait donc évoluer cette couleur. En particulier, l'extinction du jaune moyen donne une couleur « lie de vin » (fig. 6). À partir de cette position, si l'on tourne légèrement A dans le sens horaire, la couleur :

- vire au rouge si la lame est dextrogyre ;
- vire au bleu si la lame est lévogyre.

fig. 6



Si la lame est épaisse (plusieurs cm de quartz), les rotations sont très importantes et atteignent plusieurs tours. Plusieurs longueurs d'onde sont alors simultanément éteintes (celles pour lesquelles $\alpha = k\pi$ si P et A sont croisés). On obtient un blanc d'ordre supérieur.

1.4.3 - Spectre cannelé de polarisation rotatoire

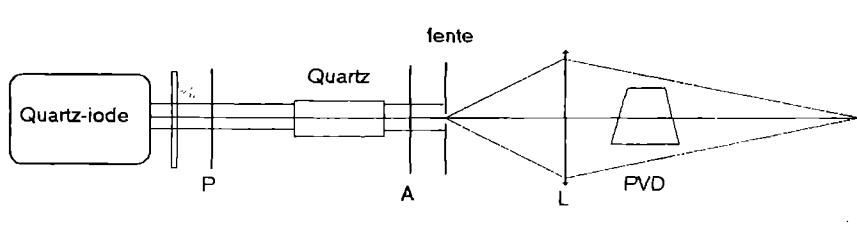


fig. 7

En l'absence de système dispersif, faire l'image de la fente sur l'écran. Placer le « canon » de quartz et le PVD. On observe un spectre cannelé. En tournant l'analyseur, les cannelures se déplacent. Le sens de l'activité optique du quartz utilisé est celui que l'on donne à l'analyseur pour déplacer les cannelures vers le violet (voir fig. 6).

Avec un prisme à vision directe comme disperseur (dont la loi de dispersion est en $a+b/\lambda^2$), on constate que les cannelures sont à peu près équidistantes : ceci est une indication de la loi de dispersion rotatoire en A/λ^2 .

On peut enregistrer ce spectre cannelé avec un monochromateur et tracer directement l'intensité en fonction de λ (fig. 8). On peut aussi faire l'acquisition avec un ordinateur pour tracer $I = f(1/\lambda^2)$ (fig. 9). On peut ainsi en déduire la valeur de A et le nombre de tours effectués par le champ électrique pour chaque longueur d'onde (fig. 10).

fig. 8

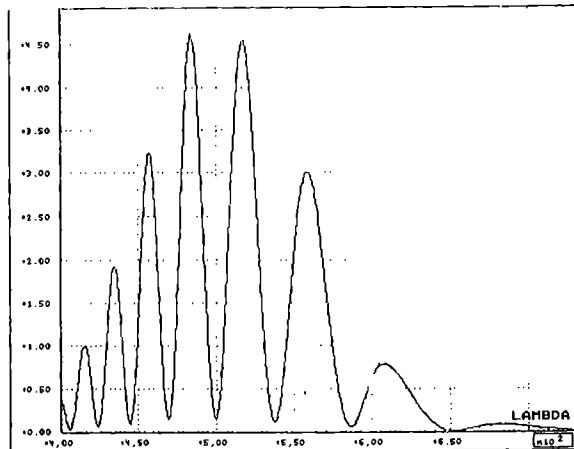
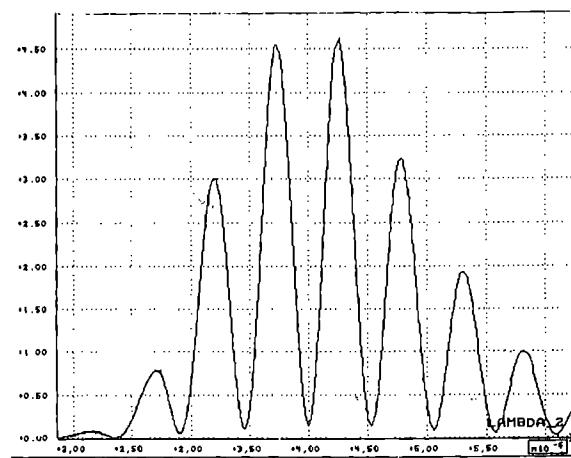


fig. 9



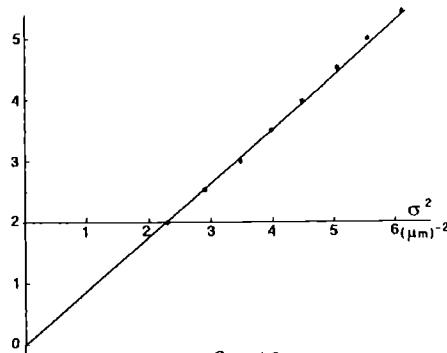


fig. 10

1.5 - Biquartz de Soleil

Le Biquartz de Soleil (physicien français et fabricant de matériel de la fin du XIX^e siècle) est constitué de 2 demi-lames de quartz, l'une lévogyre, l'autre dextrogyre et d'épaisseurs telles que la rotation pour le maximum de sensibilité de l'œil (560 nm ; jaune-vert) est de 180° (cela correspond à une lame de ≈ 7.5 mm).

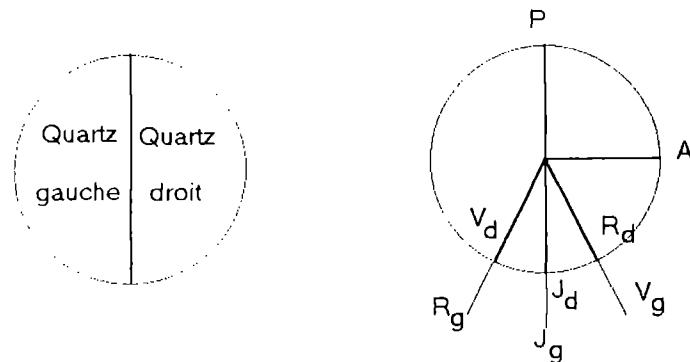


fig. 11

Former l'image du Biquartz sur l'écran. En lumière blanche, P et A étant croisés, on obtient la même teinte « lie de vin » sur les deux plages.

Si l'on tourne très légèrement P, les deux plages changent de teinte, l'une vers le rouge, l'autre vers le bleu. Pour rétablir l'égalité des coloris, il faut tourner A du même angle. Le pointé est précis et cette méthode peut servir à déterminer la direction d'une vibration ou à croiser des polariseurs.

En monochromatique (placer un filtre interférentiel), les 2 plages doivent avoir le même éclairement. En tournant A, l'une des plages s'assombrit alors que l'autre s'éclaircit. Donc cela permet aussi de déterminer la direction d'une vibration suivant une méthode comparable à celle de l'analyseur à pénombre (voir chapitre suivant).

L'avantage par rapport à l'analyseur à pénombre est le choix possible de la longueur d'onde (dans celui-ci, elle est imposée par la lame demi-onde). Par contre, l'angle de pénombre du BQ dépend de la longueur d'onde et il n'est donc pas toujours bien adapté (cet angle est nul à 560 nm mais très grand vers les extrémités du spectre).

2 - Polarisation rotatoire magnétique

Certaines substances deviennent optiquement actives lorsqu'elles sont soumises à un champ magnétique parallèle à la direction de propagation de la lumière : c'est l'effet Faraday. Il est observé avec certains verres (flint) ou certains liquides (CS_2 , eau).

2.1 - Étude de l'effet Faraday

Un barreau de flint (variété de verre lourd) est placé dans l'entrefer d'un électro-aimant à pièces polaires percées. Le faisceau Laser traverse le barreau dans le sens de \vec{B} ou le sens opposé selon le sens du courant dans les bobines.

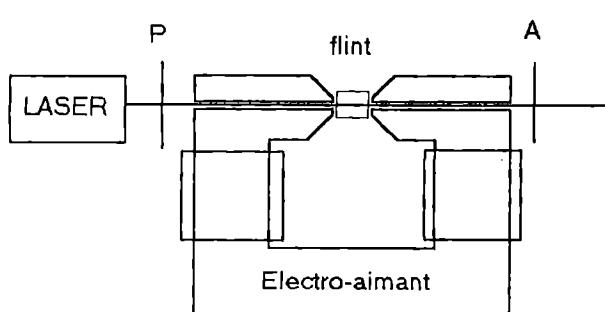


fig. 12

Croiser P et A. Faire passer le courant I dans les bobines : la lumière est rétablie. Il faut tourner A d'un angle $\alpha(I)$ pour rétablir l'extinction. Inverser le sens de I (donc de \vec{B}) : la rotation est inversée (remarque). Avec les champs magnétiques que l'on peut réaliser avec un petit électroaimant (une fraction de tesla), la rotation reste faible ($\leq 5^\circ$) et on améliore la précision en mesurant 2α (on éteint pour $+I$, on rétablit l'extinction pour $-I$).

On peut vérifier que la rotation est proportionnelle à B (loi de Verdet) en prenant d'autres valeurs de I. Le champ B n'est pas exactement proportionnel à I (phénomènes d'hystérisis et de saturation) et on peut mesurer B avec une sonde de Hall. Mais, en pratique, l'existence d'entrefer fait que $B \approx aI$.

Remarque. Le matériau est donc dextrogyre ou lévogyre selon le sens de propagation pour un champ \vec{B} donné, contrairement à la polarisation naturelle.

2.2 - Modulateur de Faraday

Une bobine entoure un barreau de verre. Sous l'action du courant I traversant la bobine, il se produit un phénomène de polarisation rotatoire magnétique. Si P et A sont croisés, l'intensité lumineuse, à la sortie de l'analyseur, variera comme $\sin^2 \alpha$ (fig. 13).

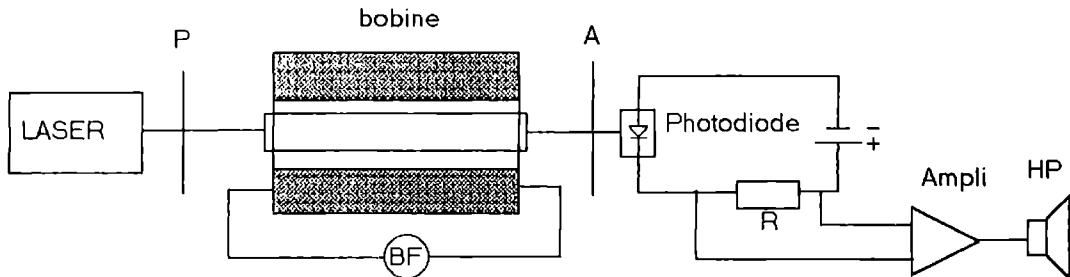


fig. 13

Si la tension u appliquée à la bobine est de pulsation ω , l'intensité lumineuse sera modulée à la pulsation 2ω (doublement de fréquence) et non linéaire par rapport à u . Il est préférable de tourner A d'un angle β (faible mais supérieur à α_{max}) afin d'obtenir une modulation lumineuse à peu près proportionnelle à u et de même fréquence.

3 - Polarisation rotatoire en lumière convergente

L'expérience est réalisée avec une lame de quartz (toujours perpendiculaire à l'axe) de 4 à 12 mm d'épaisseur (fig. 14).

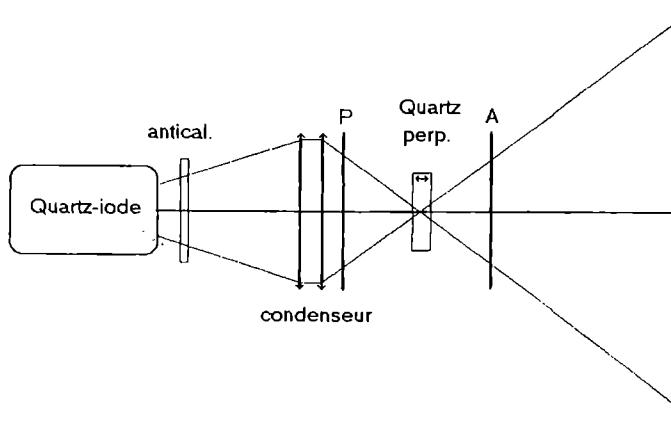


fig. 14

On observe les effets conjoints de la biréfringence et de la polarisation rotatoire.

Comme pour le spath perpendiculaire, on observe des anneaux isochromatiques (remarque) traversés par une croix noire (P-A croisés) ou blanche (P-A parallèles) mais cette croix disparaît dans la partie centrale qui correspond à des rayons parallèles ou peu inclinés sur l'axe optique.

Pour ces rayons, la polarisation rotatoire est prépondérante : on observe donc les couleurs dues à la dispersion rotatoire (1.4.2), réparties concentriquement (même épaisseur optique pour une même incidence). En s'écartant du centre, la biréfringence reprend de l'importance.

Remarque : la biréfringence du quartz étant beaucoup plus faible que celle du spath (0.009 contre 0.17), les anneaux sont observés pour des incidences beaucoup plus élevées. Il faut donc faire converger fortement la lumière (lentille supplémentaire après le condenseur).

Si l'on place, à la suite l'un de l'autre, deux quartz D et G de même épaisseur, le phénomène de polarisation rotatoire disparaît. On voit réapparaître la croix au centre mais, par suite de très faibles différences de marche, les branches sont spiralées, le sens de la spirale s'inversant suivant l'ordre des quartz traversés.

CHAPITRE IX

PRODUCTION ET ANALYSE D'UNE LUMIÈRE POLARISÉE

1 - Polarisation rectiligne

1.1 - Production (et analyse) par réflexion vitreuse

Les équations de Maxwell et les conditions de passage d'un milieu diélectrique à un autre conduisent aux formules de Fresnel de la réflexion vitreuse où a_R et b_R sont les amplitudes des ondes réfléchies dont les vibrations sont dans le plan d'incidence et perpendiculaire à ce plan (fig. 1a). i et r sont les angles d'incidence et de réfraction et vérifient $\sin i = n \sin r$.

$$a_R = a \frac{\tan(i - r)}{\tan(i + r)}$$

$$b_R = -b \frac{\sin(i - r)}{\sin(i + r)}$$

La fig. 1b représente les intensités réfléchies pour les deux vibrations.

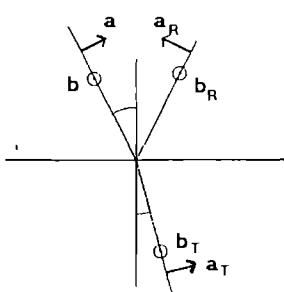


fig. 1a

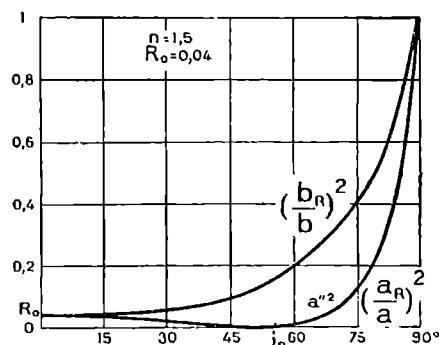


fig. 1b

On constate que pour l'incidence « brewsterienne » (caractérisée par $(i + r) = \pi/2$ soit $\tan i_B = n$), la vibration située dans le plan d'incidence est supprimée. La lumière réfléchie est donc totalement polarisée, la direction de la vibration étant perpendiculaire au plan d'incidence.

L'appareil de Norremberg (fig. 2) permet de faire varier l'angle d'incidence d'un faisceau de lumière parallèle sur un miroir en verre (verre noirci afin de ne pas avoir de réflexion sur la face arrière de la plaque de verre). L'angle d'incidence sur le deuxième miroir qui sert d'analyseur est également variable. L'angle entre les deux plans d'incidence peut prendre toutes les valeurs entre 0 et 2π .

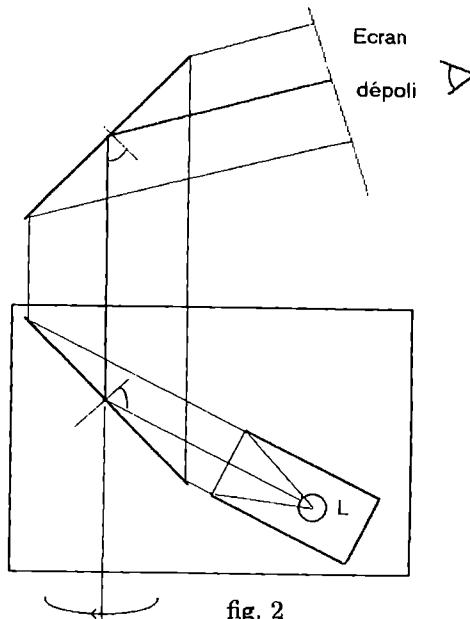


fig. 2

Croiser les deux plans d'incidence et rechercher par tâtonnements successifs, sur un miroir puis sur l'autre, les angles d'incidence donnant extinction complète du faisceau lumineux sur l'écran. Les deux angles doivent être de $\approx 55^\circ$ correspondant à l'incidence de Brewster air-verre ($\tan i_B = 1.5$).

En faisant tourner le plan d'incidence de la première réflexion, l'intensité lumineuse varie suivant la loi de Malus :

$$I = I_0 \cos^2 \theta$$

θ est l'angle entre les 2 plans d'incidence.

Il est possible de vérifier quantitativement cette loi en utilisant un photorécepteur linéaire (courant inverse d'une photodiode ou courant de court-circuit d'une photopile).

Le coefficient de transmission étant différent pour la vibration située dans le plan d'incidence et pour la vibration perpendiculaire, la réfraction modifie également la polarisation de la lumière. On trouve

$$\frac{b_T}{a_T} = \cos(i - r)$$

Mais, cette fois, ce rapport ne s'annule jamais : la polarisation n'est que partielle. Ce taux de polarisation augmente avec l'angle d'incidence (mais l'intensité transmise diminue). Pour obtenir une polarisation importante, il faut multiplier les interfaces air-verre.

Avec une pile de lames de verre (fig. 3), il est possible de montrer cette polarisation partielle : en tournant l'analyseur, l'intensité varie notablement (comme analyseur, utiliser un Polaroid - voir 1.3).

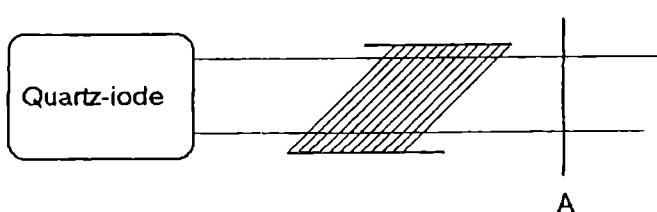


fig. 3

Nous déterminerons dans le paragraphe 1.7. un taux de polarisation rectiligne partielle.

1.2 - Production par biréfringence

Dans le chapitre « Biréfringence », nous avons montré les polarisations totales et perpendiculaires des faisceaux ordinaire et extraordinaire. En pratique, lorsqu'on veut faire un polariseur, on s'arrange à ne garder qu'un des deux faisceaux : c'est le cas du « Nicol » (du nom d'un physicien anglais). Ces polariseurs à biréfringence sont de très grande qualité mais ils sont rares (et chers) et leur surface étant réduite, on les remplace dans toutes nos expériences par des « Polaroid » basés sur le phénomène de dichroïsme.

1.3 - Production (et analyse) par dichroïsme

Une substance dichroïque est biréfringente mais, de plus, absorbe de manière très inégale les vibrations selon leur direction (fig. 4).

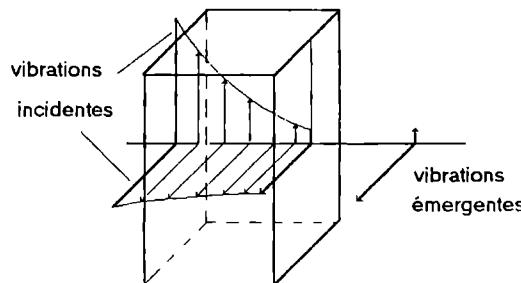


fig. 4

Si l'on utilise une épaisseur suffisante, on peut obtenir une extinction complète pour une direction de vibration.

En pratique, on utilise des plaques de lames polarisantes que l'on appelle généralement « Polaroid » du nom de leur fabricant.

Comme le phénomène de dichroïsme dépend un peu de la longueur d'onde, on observe généralement une très faible lumière pourpre entre Polaroid croisés.

1.4 - Production par diffusion

Le phénomène de diffusion de la lumière par des particules de très faibles dimensions est accompagné d'une polarisation partielle. Nous avons déjà utilisé cette propriété dans le chapitre « Polarisation Rotatoire » (paragraphe 1.3). On sait également que la lumière bleue du ciel est partiellement polarisée.

Pour illustrer le phénomène, on peut faire l'expérience dite du « coucher de soleil ». Une cuve remplie d'une solution diluée de thiosulfate de sodium (1 cm^3 de solution normale dans quelques litres d'eau) est traversée par le faisceau issu de la lampe Q-I. On forme sur l'écran l'image d'un diaphragme circulaire (fig. 5).

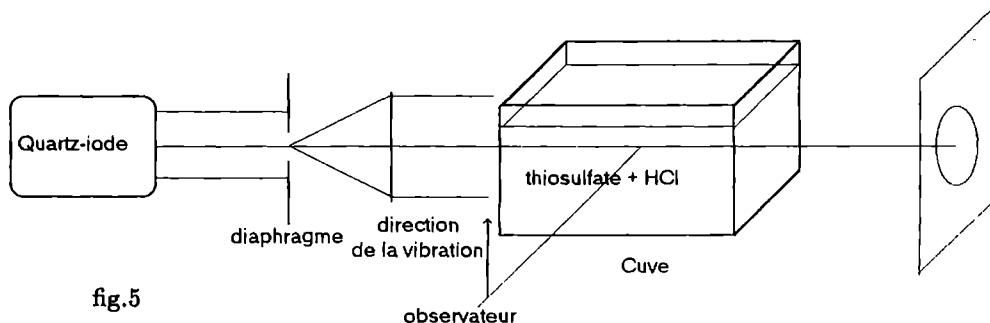


fig.5

On verse quelques gouttes d'acide (HCl) dans la cuve. Il va se former lentement un précipité de soufre. En quelques minutes, le nombre de diffuseurs (et leur taille) augmente. La lumière diffusée perpendiculairement au faisceau est polarisée rectilignement : l'observer à travers un analyseur que l'on tourne.

Cette lumière diffusée est bleutée car son intensité varie comme $1/\lambda^4$ (Rayleigh). Lorsque les particules deviennent trop grosses, la lumière diffusée paraît blanche.

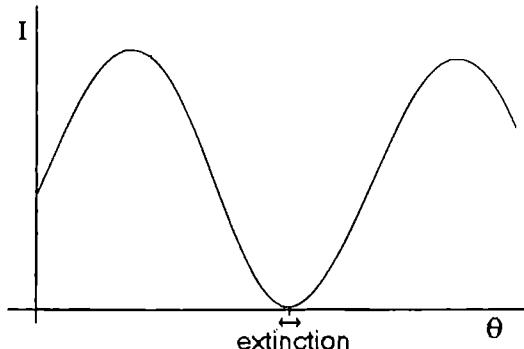
L'image du diaphragme se colore en jaune d'abord puis devient de plus en plus rougeâtre car elle est appauvrie en radiations de courte longueur d'onde. Cela simule le coucher de soleil lorsque les rayons directs traversent une épaisseur de plus en plus grande d'atmosphère.

1.5 - Analyseur simple à extinction

Tout phénomène de polarisation de la lumière peut être utilisé pour réaliser un analyseur. C'est ce que nous avons fait dans l'appareil de Norremberg (fig. 2). De même, les Polaroïd sont couramment utilisés pour constituer polariseurs et analyseurs.

Mesurer l'intensité lumineuse transmise par polariseur et analyseur croisés d'un angle θ . La fig. 6 a été enregistrée avec un analyseur tournant. On doit vérifier la loi de Malus si le récepteur est linéaire (cela peut même servir à tester la linéarité du détecteur si l'on admet la loi de Malus). Attention cependant avec des Polaroïd qui ne polarisent pas totalement pour toutes les longueurs d'onde.

fig. 6



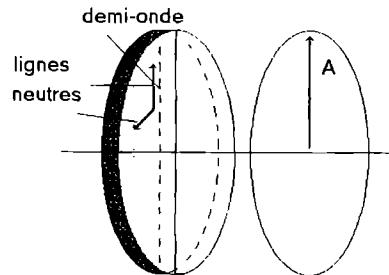
Même avec des analyseurs parfaits, on voit qu'il faut repérer l'extinction, c'est-à-dire un minimum nul. Mais on voit sur la fig. 6 qu'il existe une certaine incertitude sur la position de ce minimum (incertitude due à la forme de la courbe en $\cos^2 \theta$ au voisinage d'une tangente horizontale). Il est assez subjectif de donner une valeur de l'incertitude de pointé avec un dispositif tel que celui utilisé en montage mais il semble raisonnable d'estimer cette incertitude à 2 ou 3 degrés.

1.6 - Analyseur à pénombre

On a vu, au chapitre VII, qu'une lame demi-onde transformait une vibration rectiligne en une autre vibration rectiligne symétrique par rapport aux lignes neutres.

La surface d'un analyseur à pénombre est partagée en deux plages : l'une seulement est recouverte d'une lame demi-onde Q. L'ensemble est suivi d'un analyseur A. On peut faire tourner la direction de A par rapport aux lignes neutres de Q. On peut faire tourner également l'ensemble Q+A (fig. 7).

fig. 7



Expérience

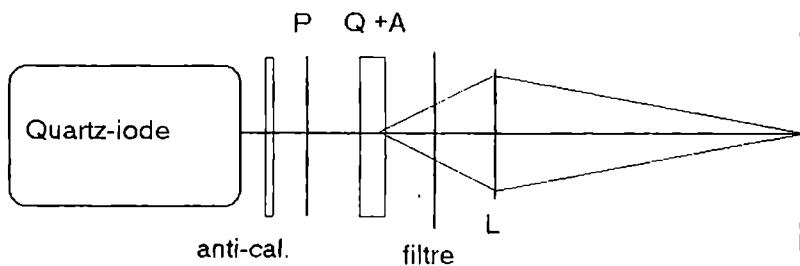


fig. 8

Projeter l'image de Q sur l'écran et tourner Q+A pour obtenir l'extinction dans la plage A (A croisé avec P). Tourner ensuite Q seul pour aligner ses lignes neutres avec A et P puis tourner encore Q d'un petit angle β . On a rétabli de la lumière dans la partie Q+A (fig. 9a) car la vibration P est transformée en P'. Placer le filtre correspondant à la longueur d'onde pour laquelle la lame est demi-onde.

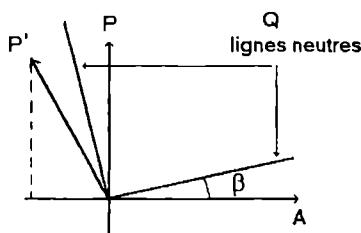


fig. 9a

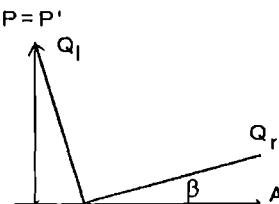


fig. 9b

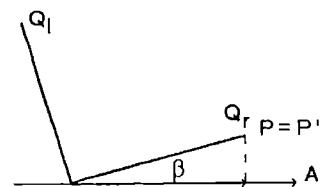


fig. 9c

Tourner maintenant l'ensemble $Q+A$: la plage A s'éclaircit, la plage $Q+A$ s'assombrit. Il existe une position pour laquelle les 2 plages ont le même éclairement. Le pointé de cette égalité est très précis car l'œil doit apprécier une égalité d'éclairement.

L'égalité des éclairements est obtenue lorsque la vibration incidente est dirigée suivant une ligne neutre de Q : les vibrations P et P' sont identiques (fig. 9b : pour la commodité du schéma, on a fait tourner P ; en pratique, c'est l'ensemble $Q+A$ qui tourne).

L'égalité est obtenue également lorsque P est suivant l'autre ligne neutre (fig. 9c) mais les éclairements sont grands et le pointé est peu précis. On utilise toujours la position de la fig. 9b correspondant à l'égalité dans la pénombre.

En appelant θ l'angle (très faible) entre P et la ligne neutre, les 2 éclairements prennent les valeurs $I = \sin^2(\beta + \theta)$ et $I' = \sin^2(\beta - \theta)$. L'angle β étant faible également, la sensibilité relative $(I-I')/(I+I')$ est proportionnelle à θ/β . On a donc intérêt à prendre β petit (quelques degrés).

1.7 - Vibration rectiligne partielle

C'est le cas, par exemple, de la lumière transmise à travers une lame de verre sous une incidence différente de 0° . On peut exprimer la lumière comme la somme d'une lumière naturelle d'intensité I_0 et d'une lumière polarisée rectilignement d'intensité I_P . Il faut alors déterminer la direction de la rectiligne et le taux de polarisation I_P/I_0 .

L'action d'un analyseur simple fait apparaître un minimum et un maximum, celui-ci étant suivant la direction de la partie polarisée rectilignement.

Pour connaître le taux de polarisation, il suffit de posséder un détecteur linéaire (photodiode en inverse par exemple – voir chapitre X « Photorécepteurs ») et de déterminer l'intensité du maximum $I_{max} = I_0/2 + I_P$ et du minimum $I_{min} = I_0/2$.

Une autre méthode, non photométrique, utilise un prisme de Wollaston (mais tout polariseur biréfringent à 2 faisceaux peut convenir). Sur une lumière naturelle, il donne deux faisceaux séparés d'intensités égales et polarisés perpendiculairement.

Dans un premier temps, on repère la direction de I_P avec un analyseur (minimum).

On place ensuite le Wollaston et on le tourne dans son plan pour mettre dans la direction de I_P (minimum sur une plage et maximum sur l'autre) (fig. 10a).

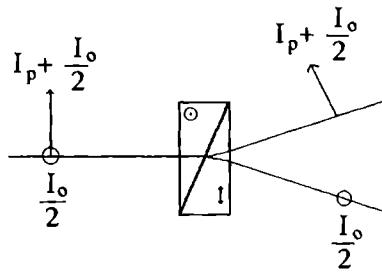


fig. 10a

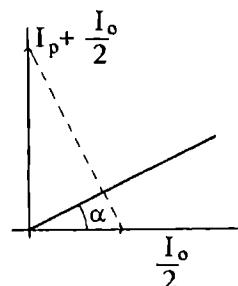


fig. 10b

On replace ensuite l'analyseur et on le tourne pour obtenir la même intensité sur les deux plages. Soit α l'angle dont il a fallu tourner l'analyseur.

On a donc (fig. 10b)

$$\frac{I_0}{2} \cos^2 \alpha = \left(\frac{I_0}{2} + I_P \right) \sin^2 \alpha$$

On arrive à

$$\frac{I_P}{I_0} = \frac{\cos 2\alpha}{1 - \cos 2\alpha}$$

2 - Vibration elliptique

2.1 - Rappels

Une vibration elliptique est la composition de deux vibrations perpendiculaires déphasées d'un angle φ .

Dans un cas général, elle sera représentée par ses composantes

$$\begin{cases} x = a \cos \omega t \\ y = b \cos(\omega t - \varphi) \end{cases}$$

Lorsque φ est compris entre 0 et π , on a une elliptique gauche.

Lorsque φ est compris entre π et 2π , on a une elliptique droite.

La fig. 11 représente les ellipses, lieux des extrémités de la vibration instantanée, décrites au cours d'une période.

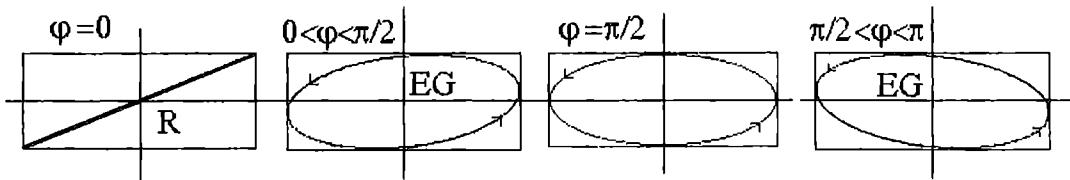
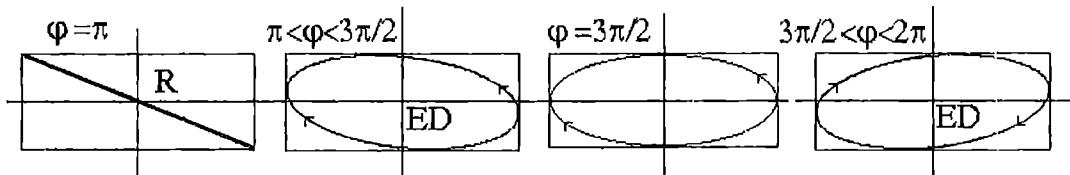


fig. 11



Nous allons maintenant envisager le cas où $a = b$. Nous allons voir que ceci ne restreint pas la généralité de l'étude ; celle-ci est seulement facilitée par ce choix.

L'ellipse est alors inscrite dans un carré et ses axes sont suivant OXY à 45° des axes Oxy précédents (fig. 12).

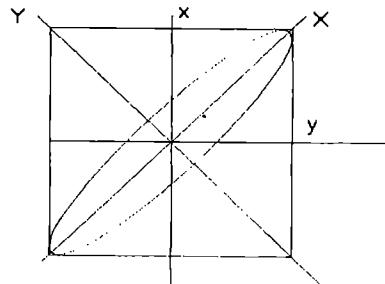


fig. 12

On réécrit les composantes de la vibration initiale suivant les axes OXY.

$$\begin{cases} x = a \cos \omega t \\ y = a \cos(\omega t - \varphi) \end{cases}$$

Après changement d'origine des temps, on arrive à

$$\begin{cases} X = A \cos \omega t \\ Y = B \sin \omega t = B \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases}$$

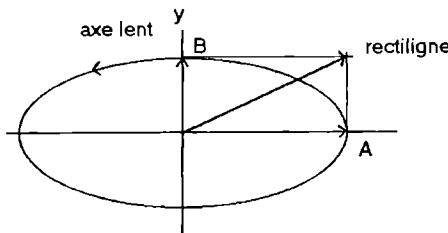
$$\text{avec } \frac{B}{A} = \tan \frac{\varphi}{2}$$

2.2 - Action d'une quart d'onde sur une vibration rectiligne

La vibration rectiligne est décomposée sur les lignes neutres (fig. 13) en 2 composantes d'amplitude A et B. On a, à la sortie de la $\lambda/4$, une vibration elliptique qui s'écrit, si l'axe lent est sur Oy :

$$\begin{cases} x = A \cos \omega t \\ y = B \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases}$$

fig. 13



Il s'agit d'une elliptique gauche.

2.3 - Action d'une quart d'onde sur une elliptique

Soit une elliptique (gauche) de composantes

$$\begin{cases} x = A \cos \omega t \\ y = B \cos(\omega t - \pi/2) \end{cases}$$

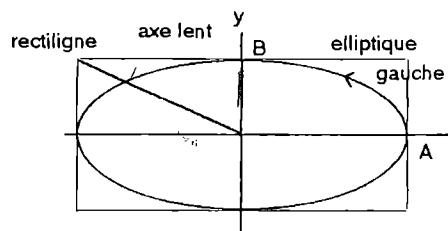
Plaçons une lame quart d'onde dont les lignes neutres sont les axes de l'ellipse, l'axe lent étant sur le petit axe de l'ellipse ($B < A$).

On a alors

$$\begin{cases} x = A \cos \omega t \\ y = B \cos(\omega t - \pi) = -B \cos(\omega t) = -x \frac{B}{A} \end{cases}$$

Il s'agit d'une rectiligne dirigée suivant une diagonale du rectangle dans lequel l'elliptique est inscrite (fig. 14).

fig. 14



Si l'elliptique de départ était droite, on obtiendrait la rectiligne $y = x \frac{B}{A}$ c'est-à-dire l'autre diagonale.

2.4 - Production d'une vibration elliptique

2.4.1 - Rectiligne + quart d'onde

On obtient une elliptique dont les axes sont les lignes neutres de la $\lambda/4$. Si la quart d'onde est à 45° de la rectiligne, la vibration émergente est circulaire.

2.4.2 - Rectiligne + lame cristalline quelconque

On obtient une elliptique d'axes inclinés par rapport aux lignes neutres, l'angle d'inclinaison ainsi que l'ellipticité dépendant du déphasage introduit par la lame.

Pour simplifier, placer la lame à 45° de la vibration rectiligne. On voit alors que les axes de l'ellipse sont suivant la rectiligne de départ et sa perpendiculaire quel que soit le déphasage (fig. 15a).

Expérience d'illustration

Envoyer sur les voies x et y d'un oscilloscope deux tensions sinusoïdales issues de 2 générateurs BF réglés sur 2 fréquences presque égales (différence de fréquence de l'ordre du hertz). En mode XY (Lissajous), la figure est une ellipse qui se déforme lentement. Tout se passe comme si le déphasage évoluait lentement.

Si les amplitudes sont égales sur les 2 voies, l'ellipse possède toujours les mêmes axes (il y a seulement échange du petit axe et du grand axe) : fig. 15a

Si les amplitudes sont inégales, l'ellipse se déforme mais, de plus, ses axes « pivotent » en même temps (fig. 15b).

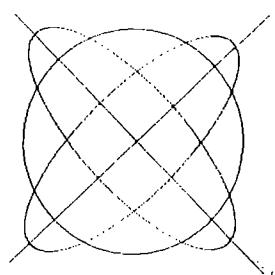


fig. 15a

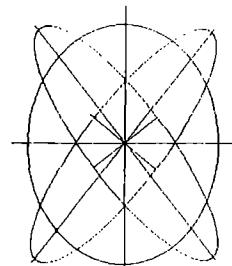


fig. 15b

2.5 - Production et analyse d'une lumière elliptique

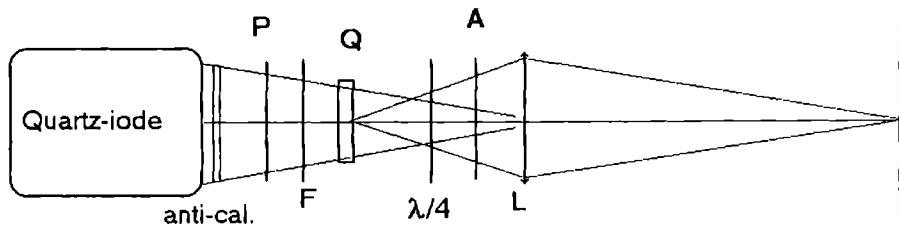


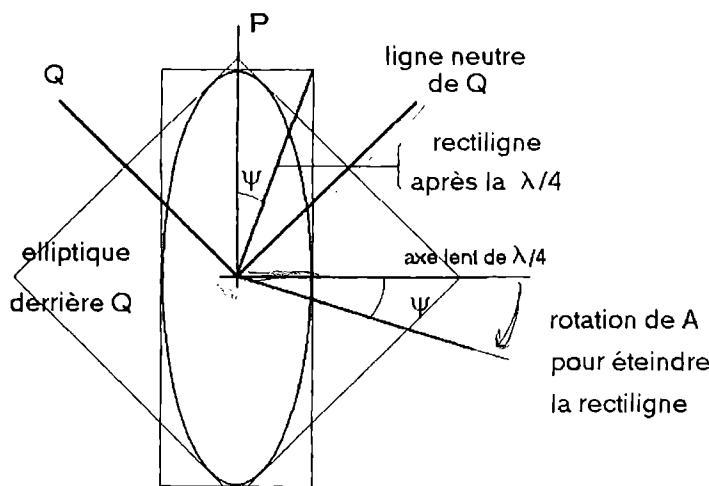
fig. 16

Croiser P et A. Placer la lame cristalline mince Q et faire son image sur l'écran avec la lentille L. Repérer ses lignes neutres en la tournant dans son plan (et en rétablissant l'extinction) puis la placer à 45° . La lumière est elliptique, ce que l'on peut constater en monochromatique en tournant l'analyseur : l'intensité doit présenter des maxima et minima ; se placer sur un minimum qui est donc le petit axe de l'ellipse (ce doit être suivant la direction initiale de A ou sa perpendiculaire).

Enlever la lame Q et placer une quart d'onde (correspondant à la longueur d'onde du filtre interférentiel) et la faire tourner pour rétablir l'extinction, axe lent suivant A, c'est-à-dire suivant le petit axe de l'ellipse.

Remettre la lame Q : il faut tourner l'analyseur d'un angle $\psi < \pi/4$ afin de rétablir l'extinction (fig. 17).

fig. 17



La vibration elliptique est alors entièrement déterminée :

– les axes de l'ellipse sont la direction de l'analyseur et sa perpendiculaire (et le petit axe selon la direction de l'analyseur qui donne le minimum d'intensité) ;

– le degré d'ellipticité de la vibration est donné par $B/A = \tan \psi$;

– le sens de la vibration est opposé au sens de rotation de l'analyseur.

Remarque

Il est, de plus, possible de déterminer le déphasage φ que la lame Q a introduit. Mais il faut prendre garde à ce que des valeurs de φ différentes peuvent conduire à une même vibration elliptique.

Si le déphasage φ est inférieur à $\pi/2$, le petit axe de l'ellipse est selon la direction initiale de l'analyseur (perpendiculaire à P) et l'on a

$$\tan \psi = \frac{B}{A} = \tan \frac{\varphi}{2}$$

soit $\varphi = 2\psi + 2k\pi$ ($k = 0$ dans ce cas)

ou encore, en déterminant la différence de marche δ

$$\delta = \lambda(\psi/\pi + k)$$

Si l'on a placé l'axe lent de Q à gauche de P (c'est-à-dire dans le sens trigonométrique direct), l'elliptique est gauche (à droite sinon).

Les autres situations sont résumées dans le tableau suivant.

axe lent Q	à droite de P				à gauche de P						
	δ	λ	$3\lambda/4$	$\lambda/2$	$\lambda/4$	0	$\lambda/4$	$\lambda/2$	$3\lambda/4$	λ	$5\lambda/4$
φ	2π	$3\pi/2$	π	$\pi/2$	0	$\pi/2$	π	$3\pi/2$	2π	$5\pi/2$	
ψ	0	$\pi/4$	0	$\pi/4$	0	$\pi/4$	0	$\pi/4$	0	$\pi/4$	
petit axe		A	P	P	A	A	P	P	A	A	
rotation A	droite	droite	gauche	gauche	droite	droite	gauche	gauche	droite	droite	
nature	EG	EG	ED	ED	EG	EG	ED	ED	EG	EG	
	R	CG	R'	CD	R	CG	R'	CD	R		

On voit qu'il reste des indéterminations. Par exemple, une lame introduisant un déphasage de $\varphi = 20^\circ$ donne la même vibration qu'une lame de 380° ($\varphi + 2k\pi$) mais également qu'une lame de 340° ($-\varphi + 2k\pi$) si l'on ne connaît pas la direction de l'axe lent.

Toutes ces indéterminations peuvent être levées au moyen du compensateur de Babinet (en lumière blanche).

L'intérêt de la méthode de la quart d'onde est de permettre une mesure très précise de « l'excédent fractionnaire » de δ/λ .

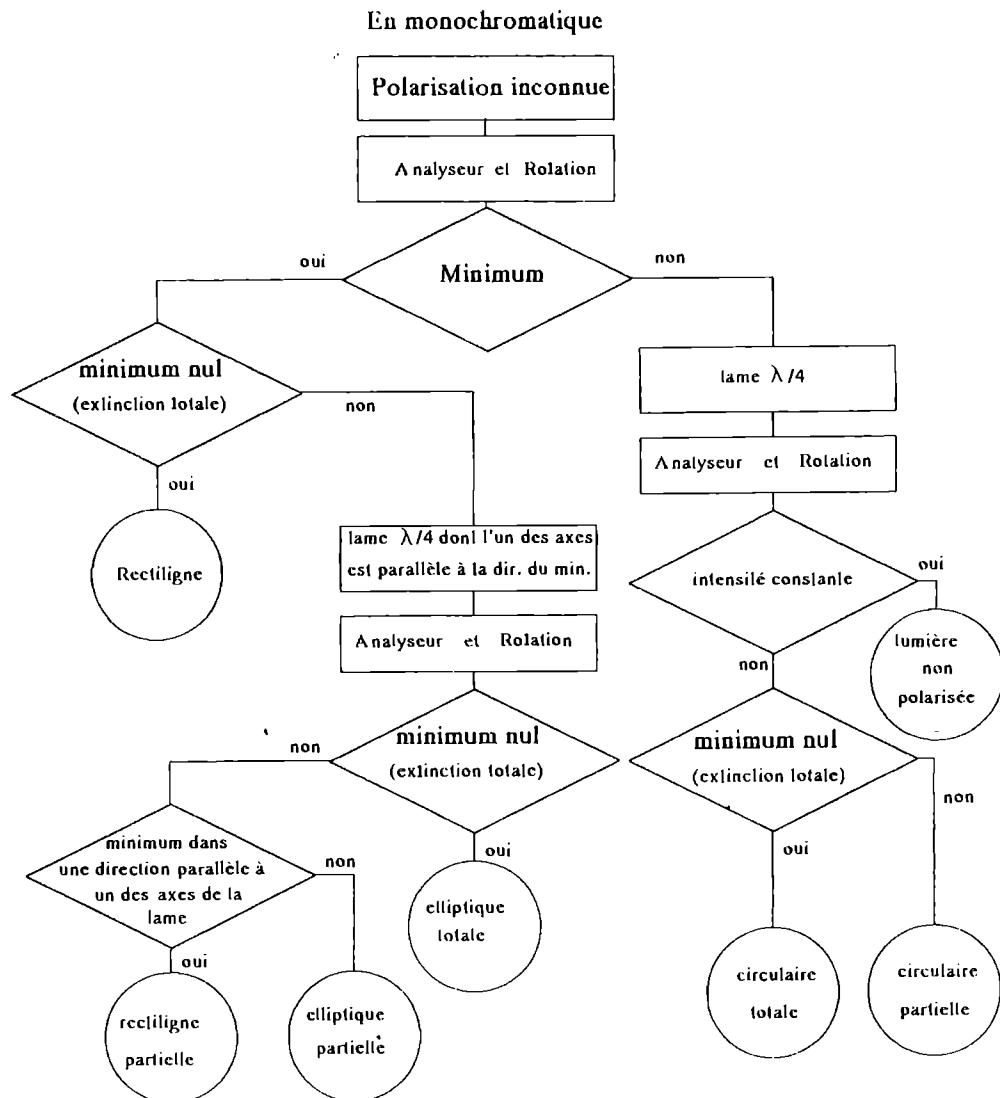
Si l'on connaît l'épaisseur e de la lame, on peut en déduire la différence d'indice $\Delta n = n_l - n_r = \delta/e$. Cette différence d'indice prend la valeur particulière $n_e - n_o$ si la lame est taillée parallèlement à l'axe.

3 - Analyse d'une vibration quelconque

L'analyse d'une vibration quelconque nécessite la détermination de divers facteurs :

- lumière naturelle ou polarisée totale ou partielle. Dans ce dernier cas, détermination du taux de polarisation ;
- lumière polarisée rectiligne ou circulaire ou elliptique. Dans ce dernier cas, détermination des axes de l'ellipse et de l'ellipticité ; dans les deux derniers cas, détermination du sens droit ou gauche.

La méthode générale qui se dégage des cas particuliers précédents est représentée par l'organigramme suivant.



CHAPITRE X

PHOTORÉCEPTEURS

Un photorécepteur est un capteur qui convertit un signal lumineux en signal électrique. Pour chaque détecteur, il faut connaître :

- la sensibilité ;
- la linéarité de la réponse avec l'éclairement ;
- la sensibilité spectrale ;
- la réponse temporelle.

La plupart des photorécepteurs * sont basés sur un effet photoélectrique. On distingue parfois :

– l'effet photoélectrique externe : un photon provoque l'émission par une couche métallique (photocathode) d'un électron et donc création d'un courant. C'est le cas de la cellule à vide qui n'est plus utilisée en tant que telle mais qui est l'élément de base du photomultiplicateur (PM).

– l'effet photoélectrique interne : un photon provoque la création d'une paire électron-trou (par passage d'un électron de la bande de valence à la bande de conduction). Il y a donc modification de la conductivité du matériau (photorésistances) et/ou apparition d'une force électromotrice à la jonction entre deux matériaux (photodiodes, phototransistor, photopiles, éléments CCD).

Un détecteur linéaire dont la sensibilité spectrale est voisine de celle de l'œil permet d'effectuer des mesures photométriques visuelles dont nous rappellerons quelques définitions.

Il existe d'autre part des détecteurs thermiques qui sont sensibles à l'échauffement provoqué par l'absorption du rayonnement. Ces détecteurs (thermopile, bolomètre) dont la sensibilité est, par principe, indépendante de la longueur d'onde, permettent de faire de la photométrie énergétique.

* De nombreuses applications des photorécepteurs sont présentées dans l'ouvrage du même auteur, **Expériences de Physique au CAPES**, ed. Bréal, 1996, pages 285-294.

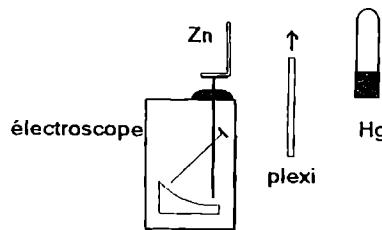
1 - Cellule à vide et photomultiplicateur

1.1 - Effet photoélectrique externe

L'expérience proposée (exp. de Hertz) qualitative ne présente plus qu'un intérêt de principe.

Une plaque de zinc fraîchement décapée est placée sur un électroscopie. On charge l'électroscopie négativement (voir remarque) : en éclairant la plaque avec une lumière contenant des UV (vapeur de mercure), l'électroscopie se décharge (fig. 1). En interposant une plaque de Plexiglas (opaque aux UV), la décharge est arrêtée. Si l'électroscopie est chargé positivement, on n'observe pas de décharge.

fig. 1



Remarque : pour charger négativement l'électroscopie, le mieux est de le charger par influence avec un barreau de verre frotté avec un tissu en laine : on approche le barreau (chargé positivement), l'opérateur touche un instant la plaque de l'électroscopie puis il retire le barreau. Vérifier que l'électroscopie est bien chargé négativement en approchant à nouveau le barreau : les feuilles doivent se rapprocher. Pour charger positivement, procéder de la même façon par influence mais avec un bâton d'ébonite frotté avec une peau de chat.

1.2 - Caractéristique courant-tension de la cellule à vide

Mesurer le courant I traversant la cellule soumise à une tension U . Faire un montage longue dérivation (fig. 2a) car le courant est faible (de l'ordre de quelques μA) et comparable à celui traversant le voltmètre (même numérique).

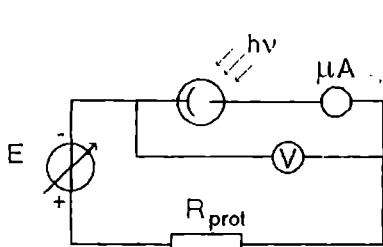


fig. 2a

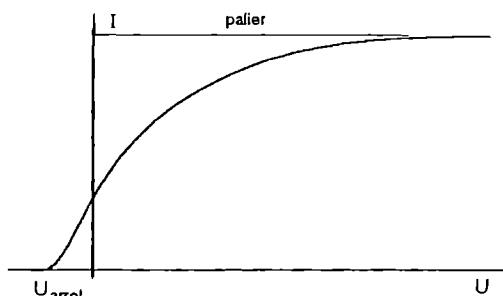


fig. 2b

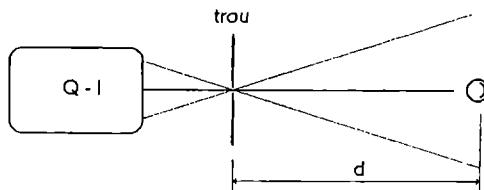
Montrer l'existence d'un palier (pas très horizontal...) (fig. 2b) et la valeur non nulle du courant pour $U=0$. Il faut appliquer une tension négative pour annuler le courant (potentiel d'arrêt ou tension de cut-off). La valeur de cette tension dépend de la longueur d'onde de la radiation incidente ($e|U| = h(\nu - \nu_s)$) avec une longueur d'onde de seuil $\lambda_s = c/\nu_s$). Cela a été réalisé par Millikan et a permis de déterminer la constante de Planck. En général, cela ne marche pas du tout avec les cellules ordinaires dont les photocathodes ne sont pas des métaux purs (Leybold commercialise une cellule spéciale – chère – pour cette mesure).

En changeant l'éclairement de la cellule, on peut tracer d'autres caractéristiques.

Eventuellement, étudier la variation du courant de saturation (sur le palier) en fonction de l'éclairement (c'est-à-dire du flux lumineux reçu par la cellule). Les méthodes de gradations d'éclairement sont variées. Les plus simples sont :

- l'utilisation de filtres neutres de différentes transmissions (on dit aussi densités optiques) ;
- l'utilisation d'un faisceau lumineux conique vérifiant une loi en $1/d^2$. On fait converger la lumière venant de la source (Q-I) sur un trou de quelques mm de diamètre. Contrôler avec un écran l'homogénéité de l'éclairement dans la partie divergente après le trou (fig. 3).

fig. 3



D'autres méthodes (loi de Malus, diaphragme sur une source de luminance uniforme, découpage temporel avec un disque opaque à secteurs évidés) peuvent être également utilisées.

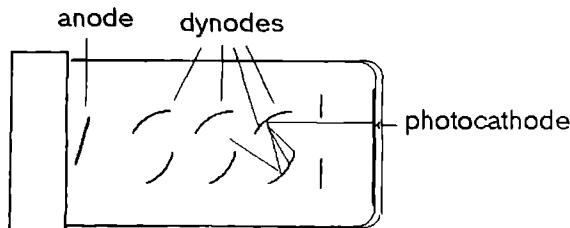
La linéarité du courant photoélectrique avec l'éclairement est utilisée dans les applications photométriques sous la forme du photomultiplicateur.

1.3 - Propriétés du photomultiplicateur

1.3.1 - Principe et utilisation

La photocathode placée à l'avant du tube émet des électrons par effet photoélectrique. Chaque électron est accéléré (sous une centaine de volts) sur une première dynode qui, par émission secondaire, émet plusieurs électrons ($n \approx 4$). Ceux-ci sont, à leur tour, accélérés sur une deuxième dynode, etc. (fig. 4). Sur l'anode terminale, on récupère un courant de n^p électrons si p est le nombre de dynode (une dizaine). Ce coefficient d'amplification de courant est typiquement de l'ordre de 10^6 . Les différentes dynodes sont polarisées par un pont potentiométrique de résistances à partir d'une alimentation haute tension de 1 000 à 1 800 V.

fig. 4



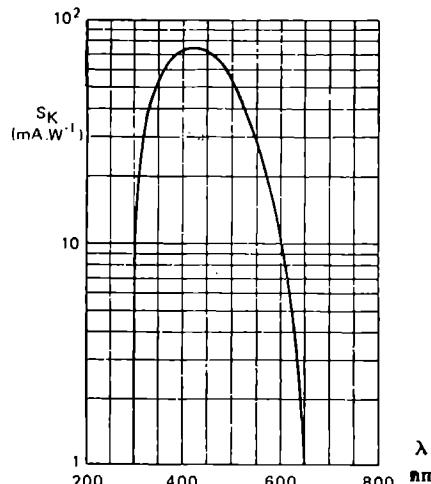
Un seul photoélectron (donc éventuellement un seul photon) donne un courant mesurable (en pratique, on mesure la tension engendrée par ce courant sur une résistance de charge). La sensibilité du PM est donc très grande. Le gain augmente très rapidement avec la tension et le courant maximal étant limité, le PM doit recevoir peu de lumière. Une fente ou un trou sur la face avant permettent de limiter l'éclairage de la photocathode mais, par précaution, ne jamais allumer la salle quand le PM est sous tension ou masquer efficacement (chiffon noir) la lumière ambiante.

La linéarité courant-éclairage du PM est excellente et sur une grande dynamique. Elle a été utilisée par exemple au chapitre III pour mesurer le profil des figures de diffraction.

1.3.2 - Réponse spectrale du PM

La réponse spectrale du PM dépend essentiellement de celle de sa photocathode du côté des grandes longueurs d'onde (seuil photoélectrique) et de la transmission de la fenêtre de l'autre côté. Les constructeurs proposent donc différents types suivant l'utilisation. Le type de photocathode est souvent codifié par une lettre (exemples types Sn, D, DU) mais on se reportera au catalogue des constructeurs (Philips RTC, Hamamatsu) pour plus de précisions. La fig. 5 donne la courbe de sensibilité spectrale d'un PM classique (XP 2xxx) à réponse de type D à photocathode bialcaline (Sb K Cs) et verre sodocalcique. On voit que ce type est sensible entre 300 et 650 nm mais la réponse est déjà très faible au-dessus de 600 nm.

fig. 5



La mesure de la sensibilité spectrale d'un photorécepteur est délicate. En effet, la réponse de tout photorécepteur est de la forme (voir aussi chapitre VI - 4.1) :

$$R(\lambda) = L(\lambda) \cdot \tau(\lambda) \cdot s(\lambda)$$

où L , τ et s sont respectivement la luminance de la source, la transmission de l'optique et la sensibilité du détecteur. La détermination de la sensibilité spectrale du détecteur nécessite donc la connaissance des autres facteurs.

La solution est de normaliser au moyen d'un détecteur dont la courbe de réponse $s'(\lambda)$ est connue. On a alors $R' = L \cdot \tau \cdot s'$ d'où $s(\lambda) = s' R / R'$.

La thermopile constitue un détecteur non sélectif : $s'(\lambda) = \text{cte}$. Malheureusement sa sensibilité est très faible et les mesures doivent être soignées car elles peuvent être facilement entachées d'erreurs.

Placer devant une lampe quartz-iode un filtre anticalorique puis un filtre interférentiel de façon à sélectionner une longueur d'onde. Faire converger (avec le condenseur de la lampe) la lumière sur la thermopile. Une mesure de la tension avec une résolution de $10 \mu\text{V}$ (utiliser un voltmètre numérique 20 000 points) doit fournir une valeur convenable (on trouve typiquement entre 1 mV (dans le rouge) et $150 \mu\text{V}$ (dans le violet)).

Ensuite, dans les mêmes conditions de géométrie, mesurer la réponse du photorécepteur envisagé. Dans le cas du PM (très sensible), éloigner le détecteur et le diaphragme fortement. En étant conscient des incertitudes importantes, vérifier la sensibilité spectrale du PM donnée par le constructeur.

2 - Photorésistance

2.1 - Caractéristique courant-tension de la LDR

Par effet photoélectrique interne, la lumière produit une augmentation du nombre n de porteurs. La conductivité d'un matériau s'exprime $\sigma = n e \mu$ où μ est la mobilité des porteurs. La résistance diminue donc lorsqu'on éclaire le matériau.

Une photorésistance (ou cellule photoconductrice ou LDR - Light Dependent Resistor) est constituée généralement de sulfure de cadmium (CdS) ou de sélénium de cadmium (CdSe) mais d'autres matériaux sont parfois utilisés (Se, TlS).

Vérifier d'abord, en traçant la caractéristique à l'oscillo, que la LDR se comporte bien comme une résistance ohmique (c'est-à-dire linéaire $U=RI$) mais dont la valeur de R dépend de l'éclairement (fig. 6).

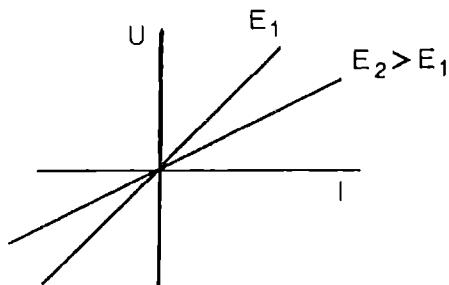
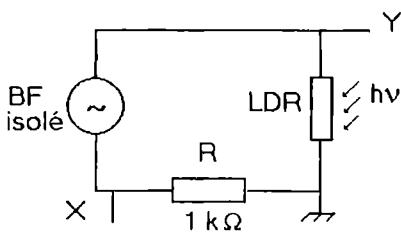


fig.6

Ensuite, il est légitime de mesurer R avec un ohmmètre numérique et d'étudier ainsi sa variation avec l'éclairement. En utilisant une gradation connue d'éclairement E (avec des densités optiques ou avec un faisceau en $1/d^2$), vérifier que $1/R$ est grossièrement proportionnel à E. En fait, le courant d'obscurité n'étant pas négligeable, la linéarité $1/R=kE$ est médiocre sur une grande dynamique.

2.2 - Sensibilité spectrale

On peut, comme pour le PM, étudier la réponse spectrale (déterminer $1/R$) avec des filtres. On peut aussi se contenter de montrer, qualitativement, les limites de sensibilité en déplaçant le détecteur sur un spectre fourni par un réseau ou un PVD : les photorésistances sont encore sensibles dans le proche infrarouge.

3 - Photodiode

3.1 - Caractéristique courant-tension et linéarité

Une photodiode est une diode p-n (généralement Si) dont on peut éclairer la jonction (dans de nombreux modèles, une lentille placée à l'avant concentre la lumière).

Visualiser la caractéristique à l'oscillo d'une photodiode au silicium. Dans l'obscurité, c'est celle d'une diode ordinaire avec une tension seuil de l'ordre de 0.6 V et un courant inverse négligeable. En augmentant l'éclairement, le courant inverse prend une valeur non nulle et pratiquement indépendante de la tension inverse. Ce courant inverse est celui des paires électron-trou créées au niveau de la jonction p-n qui sont séparées par le champ électrique régnant dans la jonction.

Remplacer le générateur BF par une alimentation continue variable et l'oscillo par une table traçante (fig. 7). Tracer les caractéristiques correspondant à différents éclairements (avec des densités optiques). Vérifier la proportionnalité du courant inverse avec l'éclairement.

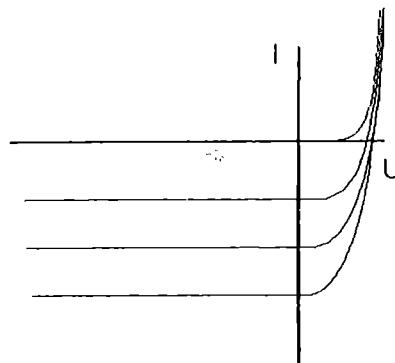
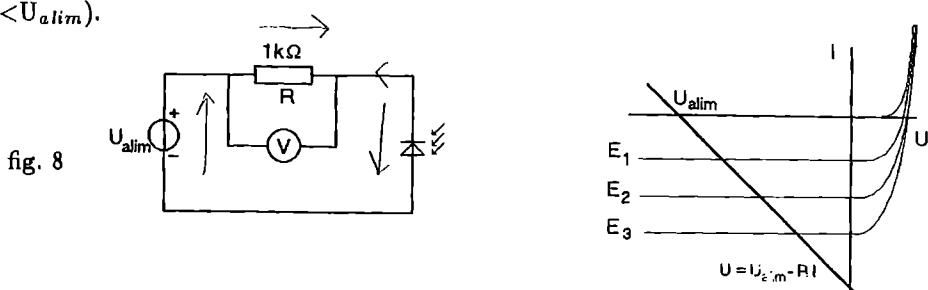


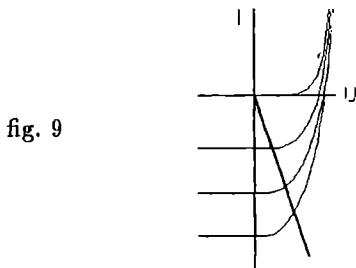
fig. 7

3.2 - Utilisation de la photodiode en photométrie

La forme de la caractéristique indique le montage à utiliser pour obtenir une réponse linéaire. En utilisant un générateur de tension en série avec une résistance R , on voit (fig. 8) que le point de fonctionnement du circuit se déplace sur la droite de charge (c'est-à-dire la caractéristique du générateur en série avec R). Les caractéristiques de la photodiode étant pratiquement horizontales pour les valeurs négatives de U , il suffit que le point de fonctionnement se déplace sur cette zone : le courant est proportionnel à E ainsi que la tension aux bornes de R (tant que $V_R < U_{alim}$).



Par contre, l'utilisation de la photodiode sans générateur de polarisation inverse donne bien un courant lié à l'éclairement mais la proportionnalité n'est vérifiée que sur une plage limitée (fig. 9). On préférera donc l'utilisation avec polarisation de la fig. 8.



Remarque : Les mesures de faibles flux lumineux sont délicates puisqu'il se superpose au signal utile un « bruit » (dû à l'éclairage ambiant et à divers parasites électriques) qui peut être très supérieur. La solution est d'utiliser une détection synchrone dont on trouvera un exemple dans l'ouvrage de D. Aubert.

3.3 - Sensibilité spectrale

Comme pour la photorésistance et le PM, mesurer la réponse (le courant inverse) avec des filtres interférentiels. On peut montrer que la sensibilité est maximale dans le rouge (entre 600 et 800 nm). La fig. 179 montre l'influence de la réponse spectrale (comparaison PM - photodiode) sur l'allure d'un spectre.

Il est intéressant de montrer également la grande sensibilité de la photodiode au silicium dans le proche infrarouge, par exemple en la déplaçant sur un spectre de Q-I ou en interposant un filtre IR (c'est un filtre qui arrête le visible et laisse passer le proche IR). Cette propriété est mise à profit dans les alarmes ou dans les télécommandes IR (les émetteurs sont des LED aussi dans l'IR).

3.4 - Réponse temporelle

3.4.1 - Commutation d'une diode à jonction

Une diode à jonction PN est composée de deux parties d'un barreau de semi-conducteur dopées différemment. Lorsque l'on polarise la jonction en direct, c'est-à-dire avec un champ électrique appliqué de P vers N, le courant est assuré par les porteurs majoritaires (électrons de N et trous de P). Par contre, lorsque la jonction est polarisée en inverse, la migration des porteurs majoritaires est bloquée et seul un très faible courant est assuré par les porteurs minoritaires (trous de N et électrons de P).

Lorsqu'une diode est commutée de l'état passant à l'état bloqué, la modification des densités de charge au voisinage de la jonction donne lieu à un régime transitoire dominé par les temps de migration et de recombinaison des porteurs.

Faire le montage de la fig. 10a. Utiliser une diode de redressement (type 1N400x) afin que les phénomènes soient plus marqués (éviter une diode dite « de signal »).

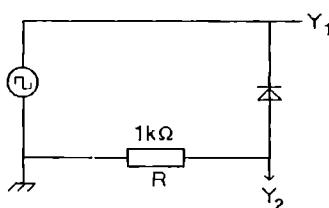


fig. 10a

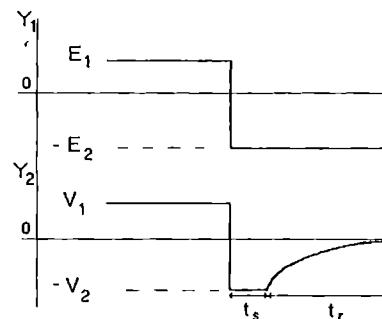


fig. 10b

Faire varier le décalage (offset) de la tension crêteau appliquée. On voit (fig. 10b) que le courant ne s'annule pas immédiatement au passage de la polarisation directe à inverse : il passe pendant un temps t_s un courant inverse constant suivi d'un temps t_r pendant lequel le courant tend vers 0. Le temps t_s correspond au temps de stockage et il est lié au temps de recombinaison τ des porteurs par :

$$t_s = \tau \ln(1 + V_1/V_2)$$

Le temps t_r est un temps de relaxation correspondant à la charge d'un condensateur jusqu'au régime stationnaire inverse.

3.4.2 - Réponse transitoire d'une photodiode et comparaison avec la LDR

Pour la photodiode, on s'intéresse aux passages obscurité-éclairement-obscurité en utilisant un stroboscope électronique délivrant des flashes que l'on considérera infiniment courts (en tout cas nettement plus courts que le temps de réponse du détecteur).

Visualiser le courant dans la photodiode (circuit de la fig. 8 avec l'oscillo). On observe un comportement comparable à celui de la diode à jonction. Les temps t_s et t_r sont de l'ordre de la dizaine de μs (fig. 11a) pour une photodiode de type BP104 (on en trouve de plus rapides).

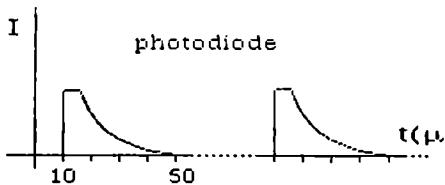


fig. 11a

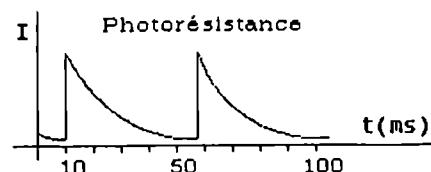


fig. 11b

Faire la même mesure avec une photorésistance (fig. 11b) : on trouve des temps de relaxation nettement plus longs (de l'ordre de quelques dizaines de ms). La LDR a donc un comportement temporel médiocre : après un flash, elle reste « aveuglée » assez longtemps. Elle ne peut donc servir à étudier un flux lumineux variable. On s'en sert plutôt pour des détections de lumière ou d'obscurité (commandes d'automatismes).

3.5 - Phototransistor

Il s'agit d'un transistor dont la jonction base-émetteur peut recevoir la lumière. Le courant base est donc créé par effet photoélectrique et le courant détecté au collecteur est amplifié par le gain en courant β du transistor.

La fig. 12 représente un montage pouvant servir de détecteur photométrique avec une bonne sensibilité. La résistance de collecteur peut être modifiée pour changer la gamme d'éclairement (sans atteindre la saturation du transistor) ; l'AO monté en ampli non-inverseur permet également de changer le gain.

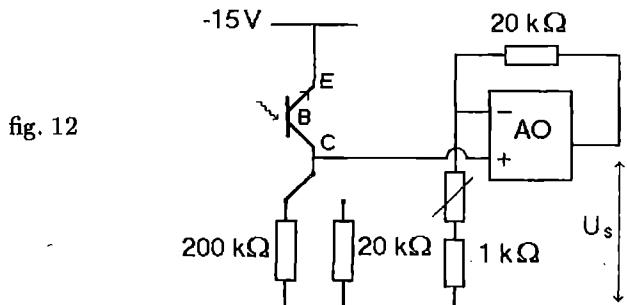


fig. 12

3.6 - Capteurs CCD

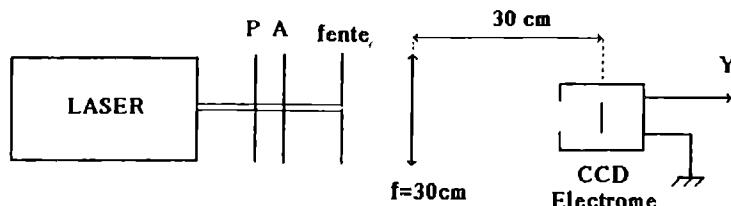
Ce capteur est en fait la juxtaposition d'un ensemble de micro photodiodes ; chaque photodiode (pixel) charge un condensateur, la tension de charge étant proportionnelle à l'éclairement reçu. La lecture de la charge créée se fait au moyen d'un transfert de charge (CCD : **coupled charge device**). On trouvera une explication détaillée dans l'article du BUP cité en référence ou dans l'ouvrage de D. Aubert. Les images obtenues se prêtent bien à un traitement électronique et informatique.

Ces dispositifs se présentent soit sous forme linéaire (barrettes de photodiodes) soit à deux dimensions sous forme matricielle. Dans ce dernier cas, ils constituent le détecteur de base des camescopes.

On peut illustrer l'utilisation d'une barrette en enregistrant des figures de diffraction ou/et d'interférences. Le signal électrique donné par la barrette reproduit cycliquement l'éclairement reçu. Il suffit de faire l'acquisition de ce signal sur un oscilloscope numérique ou, mieux, avec un ordinateur.

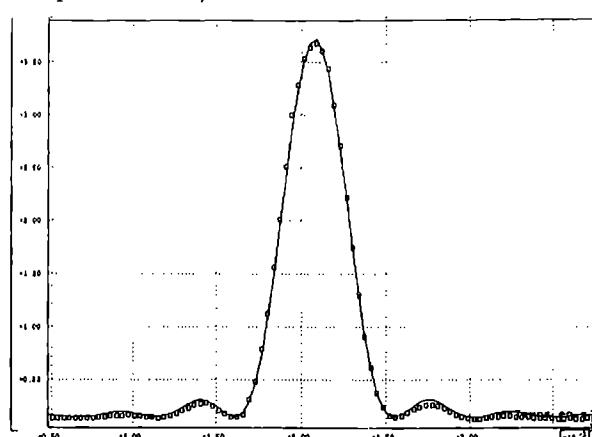
En pratique, la sensibilité du détecteur n'est pas réglable. Pour qu'il opère dans une région linéaire sans présenter de saturation, on doit régler l'éclairement du dispositif. Avec un Laser (HeNe ou diode laser), placer un ensemble polariseur-analyseur et le croiser plus ou moins pour ajuster le flux transmis. La lentille (pas indispensable) permet de travailler en position de Fraunhofer en plaçant la barrette dans son plan focal (fig. 13).

fig. 13



La fig. 14 représente le profil de la figure de diffraction par une fente unique. Les carrés sont les points expérimentaux, la courbe continue est une courbe théorique de la forme $(\frac{\sin x}{x})^2$.

fig. 14



Les conditions d'acquisition sur Physcope avec la barrette Electrome sont :

- 500 points ;
- $10 \mu\text{s}$ par point ;
- seuil de déclenchement 4.2 V décroissant ;
- visualisation : ampli -1 ; décalage 4 V (pour avoir la courbe dans le bon sens).

La barrette Electrome comprend 1 024 photodiodes dont la lecture prend $\approx 5 \text{ ms}$ soit $5 \mu\text{s}$ par diode. On n'enregistre qu'une photodiode sur 2 (à cause de la limitation actuelle de la carte d'acquisition) mais la résolution est encore très bonne puisque la distance entre photodiode est de $14 \mu\text{m}$. La barrette est livrée par Electrome avec une lentille de courte focale à l'avant ; l'enlever pour cette application.

L'enregistrement s'effectue en fonction du temps et la courbe expérimentale passe par un maximum à 3.6 V pour $t_0 = 2.08 \cdot 10^{-3} \text{ s}$. Le premier minimum est obtenu pour $t_1 = 2.55 \cdot 10^{-3} \text{ s}$.

La courbe théorique est entrée en écrivant

$$x = \frac{t-t_0}{t_1-t_0} \pi \quad \text{et} \quad Ith = 3.6 \left(\frac{\sin x}{x} \right)^2$$

On constate le très bon accord expérience – théorie.

3.7 - Diode électro-luminescente

Nous rapprocherons la diode électro-luminescente (LED ou DEL) de la photodiode. Lorsque la jonction est polarisée en direct et sous certaines conditions (voir un ouvrage de Physique du Solide), les recombinaisons peuvent devenir radiatives : il y a émission de lumière, l'énergie du photon étant au moins égale à celle du « gap ».

En pratique, les LED sont généralement réalisées à partir d'alliages ternaires $GaAs_{1-x}P_x$. En faisant varier x et en introduisant des impuretés d'azote, on peut faire des émissions à différentes longueurs d'onde :

$GaAs_{0.6}P_{0.4}$: rouge ;

$GaAs_{0.15}P_{0.85}$: N : jaune ;

GaP : N : verte.

Tracer à l'oscillo la caractéristique de différentes LED. On peut aussi étudier le spectre émis (avec un monochromateur) et l'évolution du flux lumineux émis en fonction du courant qui traverse la LED. Attention à la puissance tolérable (quelques dizaines de mW) : la tension de seuil de la diode étant de l'ordre de 1.6 V , le courant ne doit pas dépasser 10 mA .

Il est alors possible de moduler l'intensité du faisceau lumineux et de transporter ainsi une information. Cette technique est en très rapide développement en utilisant des fibres optiques comme milieu de propagation (on utilise alors souvent une longueur d'onde de $1.5 \mu\text{m}$ où les fibres ont le minimum d'absorption).

On trouve maintenant des DEL « superlumineuses » ; se rappeler également que les diodes Laser sont des DEL dans lesquelles on a pu réaliser l'inversion de population.

4 - Photopile

4.1 - Caractéristique

On voit sur la caractéristique de la photodiode que celle-ci est un dipôle actif ($I \neq 0$ pour $U=0$) lorsqu'elle est éclairée. La photopile est, dans le principe, une photodiode que l'on utilise en générateur. D'où sa caractéristique (voir le 4^e quadrant de la photodiode) tracée, cette fois, avec la convention générateur (fig. 15).

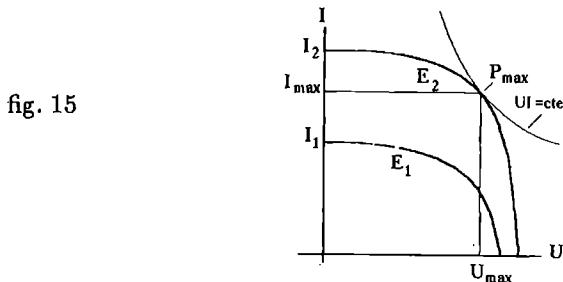


fig. 15

Pour des résistances de charge faibles (et en particulier en court-circuit), la photopile se comporte comme un générateur de courant et la valeur de ce courant est proportionnelle à l'éclairement (en fait, on augmente beaucoup la surface de la jonction afin d'améliorer la collecte des photons et la linéarité est moins bonne que celle de la photodiode). Ce courant de court-circuit est proportionnel à la surface.

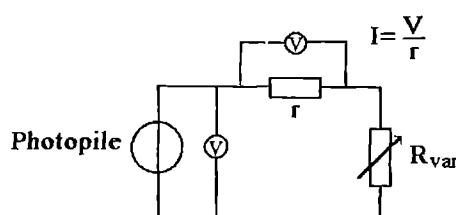
À vide, c'est presque un générateur de tension V_S assez peu dépendante de l'éclairement.

Le point de puissance maximale est situé à l'endroit où la caractéristique est tangente à l'hyperbole $U \cdot I = \text{Cte}$. Une valeur typique pour des photopiles au silicium amorphe est de (E exprimé en lux) :

$$I_{max} = 9 \times 10^{-3} \cdot E \quad (\text{A/m}^2) \quad V_{max} = 0.25 + 0.09 \log E \quad (\text{V})$$

Pour tracer la caractéristique, on peut utiliser une méthode ampèremètre-voltmètre mais pour obtenir les points voisins de $U=0$ (court-circuit), il faudrait avoir un ampèremètre de résistance presque nulle. Une solution possible est d'utiliser le calibre le moins sensible de l'ampèremètre (calibre 2A de résistance voisine de 0.3Ω) ou, mieux, un voltmètre aux bornes d'une petite résistance (0.1Ω) (fig. 16).

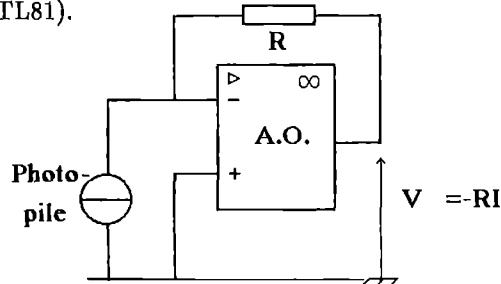
fig. 16



4.2 - Mesure d'éclairement

Afin de mesurer le courant en court-circuit, qui est à peu près proportionnel à l'éclairement, on peut utiliser un convertisseur courant-tension à Ampli Op (fig. 17) à condition toutefois que ce courant ne dépasse pas le courant maximal de sortie de l'AO (20 mA sur un TL81).

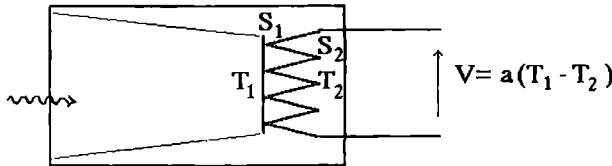
fig. 17



5 - Pile thermo-électrique

La thermopile est constituée d'un ensemble de thermocouples en série dont une soudure sur deux est placée contre un corps noirci qui s'échauffe par absorption de l'énergie radiative reçue, les autres soudures étant à la température ambiante (fig. 18).

fig. 18



La différence de températures à l'équilibre fait apparaître une f.e.m qui est proportionnelle à la puissance reçue. Le corps absorbant étant noir (optiquement et thermodynamiquement), il est non sélectif et détecte aussi bien un rayonnement infrarouge même lointain (par exemple, quand on masque le détecteur avec la main, il détecte le rayonnement émis par la main !). C'est le détecteur type de la photométrie énergétique.

Par contre, sa sensibilité est très faible (un modèle courant donne 0.16 mV/mW). On peut, par exemple, mesurer la puissance du faisceau d'un Laser de quelques mW. D'autre part, son temps de réponse (équilibre thermique) est très grand (plusieurs secondes).

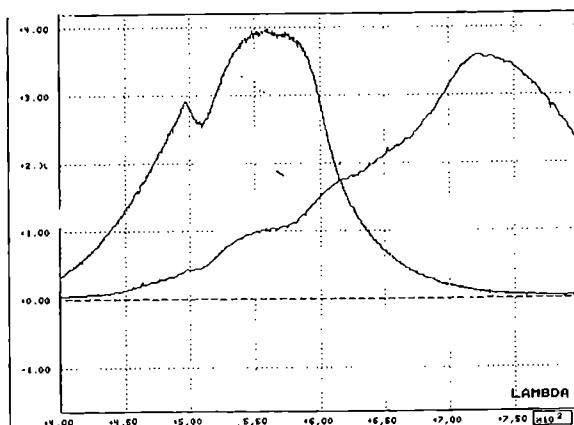
On se sert de la thermopile pour normaliser les mesures de sensibilité spectrale des autres photodétecteurs. Il faut pouvoir mesurer la tension à 10, ou mieux, à 1 µV près, mesure qui pose des problèmes de stabilité et de réglage de zéro. On utilisera un millivoltmètre électrique (analogique mais avec ampli) ou un voltmètre numérique s'il possède au moins 20 000 points de mesure.

Le tableau suivant résume les propriétés physiques de ces différents capteurs. Une autre caractéristique importante dans la pratique en est le prix : nous avons indiqué l'ordre de grandeur dans la dernière ligne.

	Cellule à vide	PM Photomultiplicateur	LDR Photorésistance	Photodiode	Photopile	Thermopile
Sensibilité	faible $10^{-3} \mu\text{A/lux}$	grande $1 \mu\text{A/lux}$ 50 mA/W	très grande (mA/lux)	grande 0.1 mA/lux (par cm ²)	grande (comme une diode de grande surface)	faible 0.16 mV/W
Linéarité	très bonne	très bonne	assez bonne $1/R \propto E$	bonne	assez bonne	bonne
Réponse en temps	excellente 10^{-10} s	excellente 10^{-9} s	médiocre 10^{-2} s	très bonne 10^{-5} s	sans intérêt	très mauvaise $2-5 \text{ s}$
Réponse spectrale	dépend de la photocathode	dépend de la photocathode (max ~ 400 nm)	visible + proche infra-rouge	visible + proche infra-rouge (max ~ 700 nm)	visible	non sélectif
Encombrement	moyen h 30 mm $\varnothing 15 \text{ mm}$	grand h 100 mm $\varnothing 30 \text{ mm}$	faible h 5-10 mm $\varnothing 10 \text{ mm}$	très faible h 7 mm $\varnothing 5 \text{ mm}$	puissance proportionnelle à la surface	grand h 60 mm $\varnothing 30 \text{ mm}$
Prix	abandonnée	2000 - 4000 F. + alim HT 3000 F.	5-10 F.	5-50 F.	100 F / W produit sous 10000 lux (plein soleil)	4000 F.

Pour montrer l'influence considérable de la réponse spectrale, la fig. 19 représente un spectre continu de lumière blanche enregistré au monochromateur avec un PM et avec un phototransistor : on voit que l'allure du spectre dépend très fortement de la sensibilité spectrale. En photométrie visuelle, on fait intervenir la sensibilité spectrale de l'œil (voir plus loin, fig. 20).

fig. 19



6 - Notions de photométrie

Il faut d'abord distinguer la photométrie énergétique (ou radiométrie) dans laquelle l'unité de flux lumineux est le watt et la photométrie visuelle où l'unité est le lumen.

On s'intéresse ici à la photométrie visuelle et les notions ci-dessous sont utilisées en particulier en éclairagisme.

6.1 - Grandeurs photométriques

6.1.1 - Flux lumineux

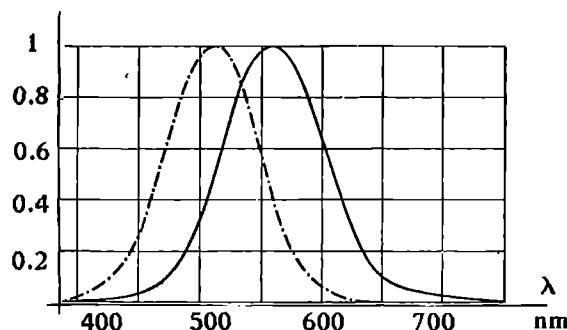
Il dérive du flux énergétique par l'application, pour chaque longueur d'onde, d'un coefficient d'efficacité lumineuse K_λ

$$\phi = \int K_\lambda \phi_{e_\lambda} d\lambda$$

où ϕ_{e_λ} est le flux énergétique (en W) pour la longueur d'onde λ .

Pour le maximum de sensibilité de l'œil (555 nm dans le vide), le coefficient K_λ a pour valeur 683 lumens/watt. Pour une autre longueur d'onde, il faut multiplier ce coefficient par la sensibilité spectrale relative de l'œil V_λ (fig. 20). Par exemple, un Laser de 1 mW à 632 nm fournit $0.683 \times 0.30 = 0.2$ lumen.

fig. 20



La courbe en pointillé correspond à la sensibilité aux faibles luminances (vision crépusculaire ou nocturne).

6.1.2 - Éclairement

C'est le quotient du flux reçu par unité de surface $E = d\phi/dS$.

Il s'exprime en lumen/m² ou lux.

Exemples :

- Une ampoule qui fournit un flux de 1 400 lumens (lampe à filament de 100 W), donne un éclairement de 28 lux sur un écran situé à R=2 m si le flux est émis de façon isotrope : $E = \phi/4\pi R^2$;
- plein soleil : 100 000 lux ;
- éclairage artificiel : quelques dizaines à quelques centaines de lux (500 dans une salle de cours).

6.1.3 - Intensité

En général, le flux lumineux d'une source n'est pas émis de manière isotrope. Dans le cas d'une source quasi ponctuelle, on définit alors l'intensité par $I = d\phi/d\Omega$ où $d\Omega$ est l'angle solide élémentaire autour d'une direction Δ .

L'intensité s'exprime en lumen/stéradian ou **candela**.

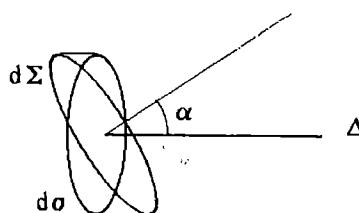
6.1.4 - Émittance

Dans le cas d'une source étendue, on définit l'émittance comme le flux par unité de surface de la source émettrice $M = d\phi/d\Sigma$. Si une source n'est pas lumineuse par elle-même (source secondaire), son émittance est, au plus, égale à son éclairement.

6.1.5 - Luminance

Pour une source lumineuse étendue, on définit la luminance comme l'intensité lumineuse dans une direction Δ par unité de surface « utile » de la source $L = dI/d\sigma$ où $d\sigma$ est la projection de l'unité de surface réelle $d\Sigma$ sur le plan perpendiculaire à Δ : $d\sigma = d\Sigma \cos \alpha$ (fig. 21).

fig. 21



La luminance s'exprime en candela/m² (ou nit).

Lorsque la luminance d'une source est indépendante de la direction d'émission (c'est le cas du diffuseur parfait), elle vérifie la loi de Lambert $M = \pi L$.

La luminance concerne les sources lumineuses primaires (une lampe à filament ou un tube fluorescent) mais également les sources secondaires telles la feuille de papier recevant un flux lumineux ou le plafond éclairé par une lampe halogène.

Exemples :

– Soleil : $1\ 600\ 10^6$ nits ;

– Papier blanc en plein soleil : 30 000 nits ;

– Un Laser He-Ne de 1 mW fournit un flux de $\simeq 0.683 \times 0.3 = 0.2$ lumen.

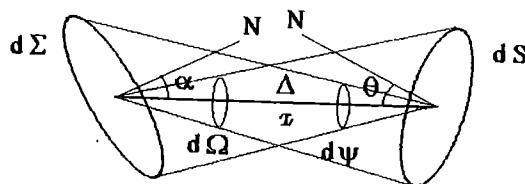
L'ouverture du faisceau étant très faible ($\theta \simeq 2.10^{-4}$), l'intensité sur l'axe du faisceau est très grande ($0.2/\pi\theta^2 \approx 2\ 10^6$ cd).

Cela correspond à une luminance de source (de surface $S \approx 1$ mm²) de $2 \times 10^6/S = 2 \times 10^{12}$ nits. D'où un éclairement sur la rétine de l'œil (de distance focale $f \approx 2$ cm) de $2 \times 10^{12} \times S/f^2$ soit 5×10^9 lux ! On comprend le danger de recevoir un faisceau Laser (même de faible puissance) dans l'œil.

6.1.6 - Éclairement fourni par une source de luminance L

Considérons un élément de source $d\Sigma$ dont la normale fait un angle α avec une direction Δ et un élément dS à la distance x de $d\Sigma$ dont la normale fait un angle θ avec Δ (fig. 22). Il donne un éclairement dE sur dS .

fig. 22



$$dE = dI \frac{d\Omega}{dS} = L d\Sigma \cos \alpha \frac{dS \cos \theta}{x^2} \frac{1}{dS}$$

$$dE = L \cos \theta \frac{d\Sigma \cos \alpha}{x^2} = L d\psi \cos \theta$$

$d\psi$ étant l'angle solide sous lequel on voit $d\Sigma$ depuis dS .

On peut appliquer ceci aux instruments d'optique :

L'éclairement de l'image d'une source lumineuse est égale au produit de la luminance de la source par l'angle solide sous lequel on voit, d'un point de l'image, le diaphragme qui limite le faisceau utilisé (c'est-à-dire la pupille de sortie).

6.2 - Mesures photométriques

La mesure de base est celle d'un éclairement (luxmètre).

Pour réaliser des mesures de photométrie visuelle, le détecteur doit posséder une réponse spectrale voisine de celle de l'œil V_λ . Sur la fig. 23, on constate que la courbe de réponse de la photopile au sélénium en est déjà assez proche ; on l'améliore en l'associant à un filtre Wratten.

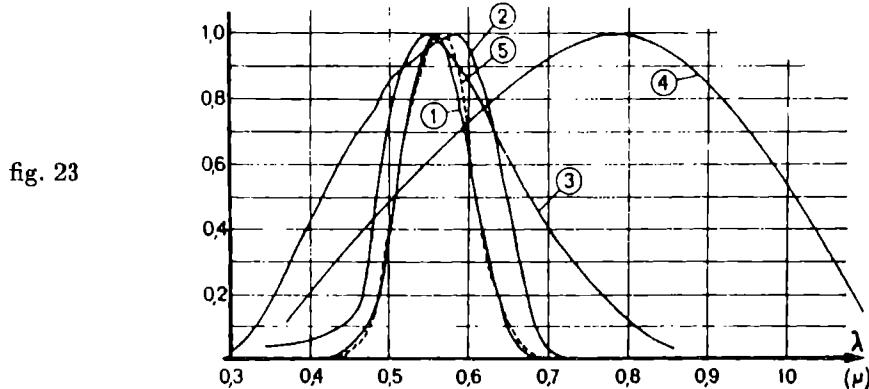


fig. 23

- 1 - Sensibilité relative de l'œil (V_λ).
- 2 - Réponse spectrale des photopiles au sélénium.
- 3 - Réponse des LDR au CdS.
- 4 - Réponse des photopiles au silicium.
- 5 - Réponse des photopiles au Se associées à un filtre Wratten 102.

Des mesures d'éclairement, on peut remonter aux autres grandeurs photométriques.

- Intensité

En se plaçant assez loin de la source pour pouvoir la considérer comme ponctuelle, on détermine l'intensité en mesurant l'éclairement E à une distance D . Le luxmètre ayant une surface S et définissant ainsi un angle solide Ω , on a

$$\phi = E \cdot S = I \cdot \Omega = IS/D^2 \text{ soit } I = E \cdot D^2$$

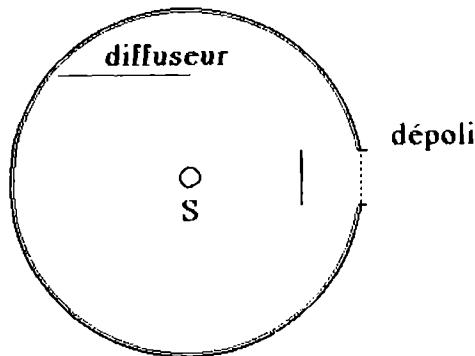
Le tracé des intensités en fonction de la direction (coordonnées polaires) s'appelle l'indicatrice de la source.

- Flux

Pour trouver le flux total émis par la source, il faut faire une intégration de l'intensité lumineuse sur tout l'espace, par exemple à partir des indicatrices précédentes tracées dans différents plans. Il est plus simple d'utiliser une sphère intégrante (sphère d'Ulbricht-Blondel) qui réalise une moyenne de l'intensité sur toutes les directions :

On place la lampe au centre d'une sphère dont la paroi interne est diffusante. La sphère porte une petite fenêtre munie d'un dépoli E et un écran empêche le rayonnement issu de la lampe d'atteindre directement E (fig. 24).

fig. 24

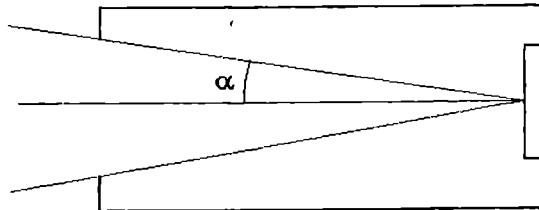


On mesure alors l'éclairement produit par le dépoli qui est proportionnel au flux total émis par la lampe.

- Luminance

Pour mesurer une luminance, il suffit de mesurer un éclairement en définissant très précisément, au moyen d'un tube percé d'un diaphragme, l'angle solide sous lequel le détecteur « voit » une partie de la source étendue (fig. 25) :

fig. 25



$$E = \pi L \sin^2 \alpha$$

INDEX ALPHABETIQUE

- Abbe (expérience) III, 3.2
Aberrations chromatiques II, 1.3
Aberrations géométriques II, 2
Aberration longitudinale principale II, 2.2.1
Aberration sphérique II, 2.2
Absorption VI, 4.1
Airy (fonction) IV B, 1.2
Airy (tache) III, 2.2.2
Anticalorique I, 1.2 ; IV, 1.4
Astigmatisme II, 2.4
- Babinet (théorème) III, 2.2.3
Babinet (compensateur) VII, 3.3
Beer VI, 4.1
Biaxe VII, 1.1 ; VII, 4.3
Biot (loi) VIII, 1.3
Biquartz de Soleil VIII, 1.5
Biréfringence VII
Biréfringence provoquée VII, 5
Blanc d'ordre supérieur IV, 2.5 ; VII, 3.5 ; VIII, 1.4.2
Bravais (compensateur) VII, 3.3
- Cadmium (spectre) I, 2.2
Candela X, 6.1
Cannelé (spectre) IV, 2.5 ; VII, 3.5 ; VIII, 1.4.2
Caustique II, 2.2.2
C.C.D. X, 3.6
Cellule à vide X, 1.2
Cercle oculaire V, 3.2
Champ V, 3.2
Clairaut (objectif) II, 2.2.2
Clarté V, 4
Cohérence temporelle I, 3.1 ; III, 4.2.1
Cohérence spatiale I, 3.2 ; III, 4.2.2 ; IV, 2.4
Coma II, 2.3
Commutation (photodiode) X, 3.4
Compensatrice IV, 1.3
Condenseur II, 2.2.1 ; II, 3.1
Confusion (cercle de moindre) II, 2.4
Conjugaison II, 1.2 ; I, 3.2
Contact optique IV, 1.2.1

Coucher de soleil IX, 1.4
Courbure de champ II, 2.4
Corps noir I, 1
Cristaux liquides VII, 5.3

Demi-onde IX, 1.6
Détection synchrone X, 3.2
Détramage d'une photo III, 3.3
Diaphragme de champ V, 3.2.2
Diaphragme d'ouverture V, 3.2.1
Dichroisme IX, 1.3
Diffusion VIII, 1.3 ; IX, 1.4
Diode électroluminescente X, 3.6
Diode Laser I, 3.4
Distorsions II, 2.5

Eclairement X, 6.1 ; V B, 2.3
Ellipsoïde des indices VII, 1.2
Elliptique (vibration) IX, 2 ; VII, 3.2
Fabry-Pérot IV B
Faraday (effet, modulateur) VIII, 2.1 ; VIII, 2.2
Filtres I, 5
Filtrage III, 3
Finesse IV B, 1.2
Fluorescent (tube) I, 4.1
Flux lumineux X, 6.1
Fonction de transfert de modulation V B, 3.2
Fourier (transformée) III, 1.3.2, III, 5 ; IV A, 2.2 ; IV A, 2.3 ; VII, 3.6
Françon (interféromètre) VII, Annexe
Fraunhofer (diffraction) III, 1.3 ; III, 2.1 ; III, 5.2
Fresnel (diffraction) III, 1.1 ; III, 2.1 ; III, 5.2
Fresnel (formules) IX, 1.1
Fresnel (miroirs) III, 4.4 ; III, 4.5
Fresnel-Arago III, 4.7 ; IV, 2.7

Gauss (conditions) II, 1.1
Gaussien (profil de raie) IV A, 2.2
Gaussien (faisceau) I, 3.3
Grandissement V B, 2.1
Grossissement V A, 3.1 ; V A, 3.2

Hertz (expérience) X, 1.1
Hologramme III, 4.8
Huyghens-Fresnel III, 1
Hyperfocale (distance) V B, 3.1
Intensité X, 6.1
Kerr (effet) VII, 5.2

Lambert (loi) X, 6.1

Lames minces VII, 3.2
Laser I, 3 ; IV B, 3
LED X, 3.7
Lignes neutres VII, 3.1
Lorentzien (profil de raie) IV A, 2.2
Lucarne V A, 3.2.2
Lumen X, 6.1
Luminance X, 6.1
Lunette astronomique V A
Lux X, 6.1
Lycopode (poudre) III, 2.2.5 ; III, 5.4.2

Malus (loi) IX, 1.1 ; VIII, 1.5
Mercure (spectre et longueurs d'onde) I, 2.2 ; VI, 1.2
Michelson IV A ; VII, 3.6
Modes du Laser IV B, 3
Monochromateur VI, 2.3 ; I, 4.1 ; VII, 3.5.2 ; VIII, 1.4.3

Newton (anneaux) III, 4.6
Newton (échelle des teintes) VII, 3.2 ; III, 4.5 ; IV, 1.7
Nicol IX, 1.2 ; VII, 2.1
Norremberg (appareil) IX, 1.1
Ouverture numérique V B, 2.2

Pénombre (analyseur) IX, 1.6
Photodiode X, 3
Photoélasticimétrie VII, 5.1
Photométrie X, 6
Photomultiplicateur X, 1.3
Photopile X, 4
Photorésistance X, 2
Phototransistor X, 3.5
Pile thermoélectrique X, 5
Poisson (tache) III, 2.1d
Polarisation rotatoire VIII
Polaroïd IX, 1.3
Pouvoir de résolution ou séparateur V A, 5 ; VI, 2.2
Prisme à vision directe II, 3.2 ; VI, 3.2
Profondeur de champ V B, 3
Projection II, 3
Pupille V A, 3.2

Quart d'onde (méthode) IX, 2.4
Quartz (biréfringence) VII, 3.5.2
Quartz (polarisation rotatoire) VIII, 1
Quartz-iode I, 1.2
Réflexion IX, 1.1
Réseau VI, 1.2 ; VI, 3.1
Résonance optique VI, 4.42

Sagittale (nappe) II, 2.2.2
Sodium (spectre) I, 2 ; IV A, 1.6 ; IV A, 2.1 ; IV B, 2.2
Soleil (biquartz) VIII, 1.5
Spath VII, 2
Speckle III, 3.4
Spectre II, 3.2
Spectre cannelé IV
Spectroscopie VI
Spectroscopie par transformée de Fourier IV A, 2.2
Starter I, 4.1
Strioscopie III, 3.1
Surface des indices VII, 1.1
Surface d'ondes VII, 1.2

Tangentielle (nappe) II, 2.2.2
Transfert de modulation (fonction) V B, 3.2
Uniaxe VII, 1.1
Verdet (loi) VII, 2.1
Verre de champ V A, 3.2.3
Waist I, 3.3
Wollaston (prisme) VII, 2.1 ; VII, Annexe ; IX, 1.7
Young (fentes) III, 4.5
Young (trous) III, 5.5
Zeeman (effet) IV B, 2.3.2

BIBLIOGRAPHIE

Ouvrages généraux

- M. Bertin, J-P. Faroux, J. Renault, **Optique**, (1988) Dunod.
- G. Bruhat, A. Kastler, **Optique**, 6^e édition (1992) Masson.
- J-Ph. Perez, **Optique géométrique, ondulatoire et polarisation**, 3^e édition (1991) Masson.
- P. Fleury, J-P. Mathieu, **Lumière** (1961) Eyrolles.
- P. Fleury, J-P. Mathieu, **Images optiques** (1962) Eyrolles.
- P et J-P. Provost, **Optique ondulatoire et cohérence** (1980) Cedic, Fernand-Nathan.
- E. Elbaz, F. Roux, **Optique matricielle** (1989) Ellipses.
- M. Born, E. Wolf, **Principles of Optics** (1980) Pergamon Press.
- Et les nombreuses références que l'on peut trouver dans ces ouvrages.

Ouvrages expérimentaux

- J. Berty et al, **Physique pratique, Optique** (1974) Vuibert.
- M. Françon, N. Krauzman, J-P. Mathieu, M. May, **Expériences d'optique physique** (1969) Gordon Breach.
- M. Françon, **Expériences de Physique** (1963) Edition de la Revue d'Optique, Masson.
- M. Henry, R. Jouanisson, **La lumière du Laser** (1987) Masson.
- R. Duffait, **Expériences de Physique**, CAPES de Sciences Physiques (1996) Bréal.
- L. Quaranta, **Dictionnaire de Physique expérimentale, tome V, Optique** (à paraître en 1997) Pierron.
- Voir aussi la collection des BUP (Bulletins de l'Union des Physiciens) pour des propositions d'expériences.

Chapitre I Sources de lumière

- R. Farcy, **Applications des Lasers** (1993) Masson.
- R. Farcy, **Physique du Laser** (1989) Dunod.
- J-L. Vignes, F. Perrot, **BUP 756** (1993) 1143
- A. Yariv, **Quantum electronics** (1975) Wiley.
- O. Svelto, **Principles of Lasers** (1986) Plenum Press.

Chapitres II, V et VI : Optique géométrique et instruments

- A. Moussa, P. Ponsonnet, **Optique** (1972) Desvignes.
- M. Françon, **Optique moderne et ses développements** (1986) Hachette-CNRS.
- M. Françon, **Optique, formation et traitement des images** (1972) Masson.
- G. Boutry, **Optique instrumentale** (1946) Masson.
- J.W. Goodman, **Introduction à l'optique de Fourier** (1972) Masson.

Chapitre III, IV : Interférences, diffraction, interféromètres

- M. Françon, **Granularité Laser, speckle** (1978) Masson.
- M. Schmitt, **BUP 667** (1984) 77
- R. Jouanisson, **BUP 659** (1983) 351
- M. Henry, **BUP 632** (1981) 799
- H. Gié, **BUP 596** (1977) 1321
- R. Duffait, **BUP 712** (1989) 380

Chapitres VII, VIII et IX : Polarisation

- S. Huard, **Polarisation de la lumière** (1993) Masson.

Chapitre X : Photorécepteurs, Photométrie

- D. Aubert, **Dictionnaire de Physique expérimentale**, tome III - Électronique (1992) Pierron.
- J. Berty, B. Fagot, L. Martin, **Électricité pratique**, tome 2 (1986) Vuibert.
- J. Cazenove, **BUP 762** (1994) 471
- F. Desvignes, **Détection et détecteurs de rayonnements optiques** (1987) Masson.
- F. Desvignes, **Rayonnements optiques** (1991) Masson.
- Philips Composants, **Photomultiplicateurs** (1990).

FOURNISSEURS

1 - Fournisseurs et revendeurs généraux de matériels d'enseignement

DMS – DIDALAB

4, avenue d'Alembert, BP107 - 78191 Trappes Cedex 01 30 66 08 88

ELECTROME

20, rue Pierre Baour, Cidex 23 - 33083 Bordeaux Cedex 05 56 39 69 18
Matériel d'électronique (dont barrette de photodiodes)

JEULIN

Rue J. Monod, Z.I n°1, Netreville, BP1900 - 27019 Évreux Cedex 02 32 29 40 00

LEYBOLD

7, av. du Québec, BP42, Z.A de Courtabœuf,
91942 Les Ulis Cedex 01 69 82 48 00

PIERRON

4, rue Gutemberg, BP 609 - 57206 Sarreguemines Cedex 03 87 95 14 77

TECHNO-SCIENCES - PHYWE

Synergie Parc, Z.I de l'Agavon, Av. J. Jaurès, bât.1,
13170 Les Pennes Mirabeau 04 42 02 80 78

RANCHET

1, rue Jacquard - 69680 Chassieu 04 78 90 72 72

2 - Fabricants de matériels d'optique

FICHOU J.

30, rue de la Garenne, 94260 Fresnes 01 46 66 15 18
Compensateurs, composants d'optique à façon

HAMAMATSU PHOTONICS

8, rue du Moulin-de-Massy - 91300 Massy 01 69 53 71 10
Photomultiplicateurs ; photodiodes

JOBIN-YVON -Instrumentation SA

16, rue du Canal, BP118 - 91163 Longjumeau Cedex 01 64 54 13 00
Monochromateurs, réseaux

MELLES-GRIOT

Z.A Bois-d'Arcy Nord, 10 rue Ampère
78180 Montigny-le Bretonneux 01 34 60 52 52
Analyseur Laser, Lasers

OPTILAS

4, allée du Cantal, Z.I Petite-Montagne Sud, CE 1834
91018 Evry
Matériel d'optique, Lasers (NEC)

01 60 79 59 00

L'OPTIQUE SCIENTIFIQUE

20b, rue Rémy-Dumoncel - 75014 Paris
Matériel d'optique

01 43 43 42 13

ORIEL

9, av. de la Laponie, Z.A de Courtabœuf - 91951 Les Ulis
Matériel d'optique

01 69 07 20 20

LA RADIOTECHNIQUE (Philips)

91, rue Carnot - 92150 Suresnes
Photomultiplicateurs

01 47 28 51 00

SCHOTT France

8, rue Fournier, 92110 Clichy
Filtres (anticalorique, interférentiels)

01 40 87 39 00

SOPELEM MTO

11, rue Ampère - 91302 Massy
Filtres, densités optiques

01 69 20 63 07

SOPRA

26, rue P.-Joigneaux - 92270 Bois-Colombes
Interféromètres

01 47 81 09 49

SOPTEL

174, quai de Jemmapes - 75481 Paris Cedex 10
Pièces cristallines (compensateurs, lames $\lambda/4$ etc)

01 42 49 88 49

SPECTRA PHYSICS

Z.A Courtabœuf, BP 28 - 91941 Les Ulis
Lasers

01 69 07 99 56

3 - Acquisitions de données**EUROSMART**

5, rocade de la Croix-Saint-Georges, Bussy-Saint-Georges
77603 Marne-la-Vallée Cedex 3
Carte PC-MES2, logiciels Physcope, Synchronie

01 64 76 34 34

LANGAGE ET INFORMATIQUE

8, av. E. Serres, BP11 - 31771 Colomiers Cedex
Carte Candibus (Candiplus), logiciel LABO

05 61 15 53 15

MICRELEC

4, pl. Abel-Leblanc - 77120 Coulommiers
Système Orphy, logiciel Rgressi

01 64 65 04 50

PHOTOS DE COUVERTURE

Page 2

De gauche à droite et de haut en bas :

1 - Détermination de l'axe rapide d'une lame. On part de la figure 7 (spathe perpendiculaire) et on superpose la lame inconnue. En la tournant, on obtient le cas où le centre noir initial se sépare en 2 points noirs, les anneaux étant rapprochés dans 2 quadrants, éloignés dans les 2 autres. L'axe rapide de la lame est dans la direction qui joint les 2 points noirs. Chap. VII - 4.2 ; p. 159 ; fig. 23.

2 - Comme fig. 7 mais en lumière polarisée circulairement (p. 159 ; fig. 22).

3 - Quartz taillé parallèlement à l'axe en lumière convergente entre P et A croisés. La lame est en fait formée par la superposition de 2 lames (de 4 mm) dont les axes sont croisés (axe lent de l'une suivant l'axe rapide de l'autre) (VII - 4.3 ; p. 161 ; fig. 26).

4 - Quartz (4 mm d'épaisseur) taillé perpendiculairement à l'axe entre P et A croisés. La figure montre les effets simultanés de la biréfringence (anneaux et croix noire) et de la polarisation rotatoire (la croix ne va pas jusqu'au centre qui est coloré). Chap. VIII - 3 ; p. 175 ; fig. 14.

5 - Lame biaxe taillée perpendiculairement à la bissectrice des axes entre P et A croisés. Chap. VII - 4.4 ; p. 161 ; fig. 27.

6 - Idem mais en lumière polarisée circulairement.

7 - Spath taillé perpendiculairement à l'axe (4 mm d'épaisseur) en lumière convergente entre P et A croisés (chap VII - 4.1 ; p. 157 ; fig. 19).

8 - Réseau et PVD à dispersions perpendiculaires : chap. VI - 3.2 ; p. 130 ; fig. 9.

Page 3 de couverture

Interférences en lumière polarisée. Les différentes épaisseurs sont obtenues par des superpositions de lames de « Scotch » et de transparents pour rétroprojecteurs : chap. VII - 3.2.3 ; p. 147

La colonne de gauche donne les couleurs observées entre P et A croisés ; la colonne de droite, celles observées entre P et A parallèles (voir échelle des teintes p. 148).

Les valeurs indiquées sont celles de la différence de marche (en nm).

0	130	260	390	520	650	780
noir	gris	blanc	jaune	rouge	bleu	vert

0	130	260	390	520	650	780
blanc		brun	bleu	vert	orange	rouge

265 blanc	530 rouge	795 vert	1060 rose
135	400	665	930

265 rouge	530 vert pâle	795 rouge	1060 bleu
135	400	665	930

0 noir	130 gris	260 blanc
335 jaune	465	595
670 bleu	800	930

0 blanc	130	260
335 bleu	465	595
670 orangé	800	930

100 gris	460 brun orange	820	1180	1540	1900
230 blanc	590	950	1310	1670	2030
360 orange	720	1080	1440	1800	2160

100 brun clair	460	820	1180	1540	1900
230 brun	590 or	950	1310	1670	2030
360 bleu	720 orange	1080	1440	1800	2160

Augustin FRESNEL



Photographie tramee très agrandie. Faire une photocopie, éventuellement avec une légère réduction, sur un transparent. Voir au chapitre III - 3.3. Détramage d'une photo.