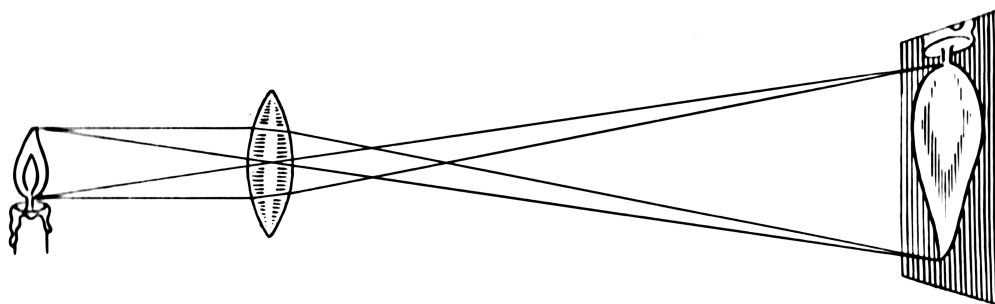


Travaux pratiques d'optique

agrégation de physique



Préambule

Ce fascicule contient les énoncés destinés à vous guider pendant les travaux pratiques d'optique de la première série de TP. La plupart des manipulations présentées dans ce fascicule sont importantes, et nous conseillons les travailler avec soin. Elles vous seront utiles à la fois lors des montages et pour comprendre la physique sous-jacente. Celles qui sont moins importantes sont signalées comme telles. Cependant, ce fascicule n'est pas exhaustif, et il est tout à fait possible (et même conseillé) de développer de nouvelles expériences au cours de l'année. Vous pouvez alors demander aux responsables, encadrants et techniciens des conseils si vous avez besoin pour concevoir et monter de nouvelles expériences pertinentes.

Une séance de TP se prépare à l'avance. Il faut arriver en séance de TP en sachant quelles expériences vous voulez réaliser, pourquoi vous la faite et avoir compris un minimum la théorie sous-jacente. À partir de cette année, le jour de l'oral vous aurez accès à internet (pages uniquement publiques sans mot de passe et accessibles par tous). Cela ne vous empêche en aucun cas de vous renseigner où il est possible de trouver ces expériences dans les livres et de porter un regard critique sur celles-ci. Ce fascicule est une base de travail mais les manipulations que vous allez présenter le jour J doivent être personnelles, abouties et réfléchies.

Ce fascicule est une sélection de manipulations non exhaustive qui peut aussi contenir quelques erreurs. Si vous avez des requêtes, ajouts ou correction de ce fascicule, vous pouvez contacter le responsable des TP, *jeremy.ferrand[at]ens-lyon.fr* (merci pour les futures promotions d'agrégatifs qui bénéficieront de ces ajouts). Enfin, je tiens à remercier Arnaud Le Diffon, Étienne Thibierge et Michel Fruchart pour la rédaction de ce fascicule et à tous ceux qui ont participé à sa conception.

Bon travail à tous,

Jérémy Ferrand, responsable des TP de la préparation à l'agrégation de Physique

Table des matières

TP 1 – Optique géométrique et instruments d’optique	7
1 Formation d’une image	7
2 Focométrie	7
3 Aberrations	11
4 Étude d’un instrument d’optique : exemple de la lunette astronomique	12
A Obtenir des images de bonne qualité	16
TP 2 – Physique des interférences	23
1 Interférences par division du front d’onde	23
2 Interférences par division d’amplitude, interféromètre de Michelson	25
3 Interférences en lumière polarisée	29
4 D’autres expériences relativement simples (en seconde lecture)	29
5 Interféromètre de Fabry-Pérot (en seconde lecture)	30
TP 3 – Mesures interférométriques	33
1 Mesure d’indices et d’épaisseurs	33
2 Mesures spectroscopiques	35
3 Spectrométrie à l’aide d’une cavité d’analyse Fabry-Pérot	37
4 Mesures possibles avec un interféromètre de Fabry-Pérot (en seconde lecture)	38
TP 4 – Diffraction	39
1 Différents régimes de diffraction	39
2 Diffraction de Fresnel	40
3 Diffraction de Fraunhofer	41
4 Optique de Fourier	42
5 Résolution des instruments d’optique, critère de Rayleigh	44
TP 5 – Spectroscopie	45
1 Observation d’un spectre sur un écran	45
2 Spectrométrie et applications	48
A Fonctionnement et calibration d’un spectromètre	51
TP 6 – Lumière polarisée et biréfringence	53
1 Polarisation de la lumière	53
2 Biréfringence linéaire	56
3 Biréfringence circulaire	58
TP 7 – Photorécepteurs	61
1 Caractéristiques d’un photorécepteur	61
2 Photodiode	62
3 Étude de la linéarité	65
4 Étude de la réponse spectrale	65
5 Étude de la réponse dynamique	67
6 D’autres expériences (en seconde lecture)	68
TP 8 – Compléments sur les lasers	69
1 Propriétés spatiales	69
2 Propriétés spectrales	70

TP 1 – Optique géométrique et instruments d'optique

Pendant la séance de TP, vous aurez besoin du livre « Optique expérimentale » du collectif Sextant [1] et du livre « Expériences d'optique » de Roger Duffait [10]. Vous pouvez emprunter ces livres en BU agreg pour la durée de la séance, ou en BU Marie Curie pour une durée plus longue.

Objectifs

L'objectif général du TP est de démarrer l'année en douceur par des expériences assez simples à mettre en œuvre. Pendant la séance, vous allez

- ▷ mesurer une distance focale par autocollimation et par une méthode utilisant une régression linéaire, ce qui est une première occasion de prendre en main votre futur logiciel préféré, à savoir Regressi ;
- ▷ observer les aberrations des lentilles et comprendre leur origine ;
- ▷ construire un instrument d'optique modèle et étudier ses performances, tant qualitativement que quantitativement.

Les expériences des deux premières parties sont d'intérêt général en optique. Les expériences de la dernière partie peuvent quant à elles être présentées dans le montage MP07 (Instruments d'optique), et vous permettront d'avoir un peu de recul expérimental pour préparer la leçon LP 32 (Microscopies optiques).

💡💡💡 **Attention !** L'utilisation d'une lampe Quartz-Iode nécessite systématiquement de la faire suivre d'un filtre anticalorique ! Ces lampes chauffent énormément (pour s'en rendre compte, il suffit de condenser la lumière sur sa main). L'oubli du filtre peut conduire à détériorer les différentes optiques utilisées (achromats, miroirs du Michelson, polariseurs, etc.).

1 Formation d'une image

Savoir réaliser correctement l'image d'une fente ou d'un trou est un prérequis à presque toutes les expériences d'optique. En cas de besoin, n'hésitez pas à demander à un encadrant. Les méthodes permettant d'y parvenir sont présentées en détail dans le complément A (p. 16) ou dans les livres de Sextant [1, p. 16] et R. Duffait [10, p. 33].

- ✎ Avec une lampe QI (suivie d'un anticalorique) et une lentille bien choisie, réaliser l'image d'une fente sur un écran. L'image doit être nette et uniformément éclairée.
- ✎ Sans déplacer l'écran, comment changer de lentille pour réaliser une image plus grande ?
- ✎ Sans changer de lentille, comment faut-il déplacer l'écran pour réaliser une image plus grande ?

2 Focométrie

Pour déterminer la distance focale d'une lentille, plusieurs méthodes sont possibles et donnent lieu à des résultats plus ou moins précis. Faisant partie intégrante du programme, ces méthodes sont détaillées dans la plupart des livres de première année de CPGE, par exemple celui de M.N. Sanz [21, ch. 13].

2.1 Méthode d'autocollimation

Le premier usage de cette méthode n'est pas tant la focométrie que la formation à l'infini de l'image d'un objet. Il s'agit de placer précisément l'objet dans le plan focal objet d'une lentille. Se contenter de placer l'objet à la distance focale annoncée est en effet trop imprécis pour former des images de bonne qualité. Une fois la lentille placée, on peut estimer l'ordre de grandeur de sa distance focale en mesurant la distance la séparant de l'objet. La méthode est décrite par Sextant [1, p. 21].

- ✎ Réaliser grossièrement le montage décrit figure 1.

Il est préférable de prendre pour objet une grille, un trou ou une diapositive simple, ainsi la netteté de l'image est facile à contrôler et le grandissement aisé à estimer. Une fois le réglage fait, il suffit de fixer les pieds sur le banc optique pour changer ensuite l'objet.

- ✎ Accoler le miroir à la lentille puis les déplacer conjointement jusqu'à ce que l'image de l'objet se forme dans le même plan que lui. Le grandissement doit alors valoir 1.

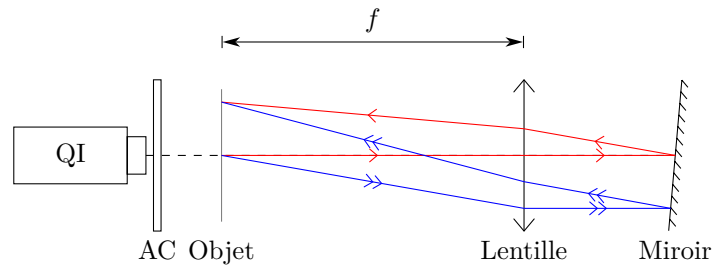


Figure 1 – Schéma de principe de l'autocollimation. L'objet étant situé dans le plan focal objet, l'image en sortie de lentille est à l'infini. Le miroir inverse géométriquement ce faisceau, et ainsi, pour le trajet retour, le faisceau incident provient de l'infini. En retraversant la lentille, les rayons convergent dans le plan focal, et donc sur l'objet. Le miroir doit être légèrement incliné par rapport à l'axe optique pour que l'image ne se superpose pas complètement à l'objet.

Attention, l'image de l'objet doit bien être réalisée sur l'objet lui-même et non pas sur une monture qui ne serait pas dans le même plan que lui.

- ☞ Déplacer lentement le miroir le long de l'axe optique. Si l'image reste nette et de même taille que l'objet, ce dernier est situé dans le plan focal objet de la lentille.

Cette étape permet de s'assurer que l'image est bien à l'infini.

Pour mesurer la focale, il faut être vigilant aux mesures de distance entre les éléments. En particulier, l'utilisation de pieds pour les fixer sur un banc optique peut induire une erreur de mesure qu'il faut prendre en compte. Remarquer toutefois que la principale source d'incertitude sur les mesures est l'existence d'une plage de netteté de plusieurs millimètres pour laquelle l'image observée semble nette.

2.2 Vérification de la relation de conjugaison (en deuxième lecture)

Cette expérience permet de mesurer la distance focale d'une lentille en vérifiant la relation de conjugaison avec origine au centre d'une lentille mince. La méthode est décrite par Sextant [1, p. 22].

2.2.1 Rappels théoriques

En notant O le centre de la lentille, A un point de l'axe optique et A' son image à travers la lentille, on rappelle la relation de conjugaison de Descartes

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{OA'} - \frac{1}{OA}. \quad (1)$$

Avec les notations définies figure 2, et en utilisant des distances géométriques, il vient pour une lentille convergente

$$\boxed{\frac{1}{L} = \frac{1}{f'} - \frac{1}{L'}}. \quad (2)$$

Nous allons exploiter cette relation pour la lentille d'étude et en déduire sa distance focale.

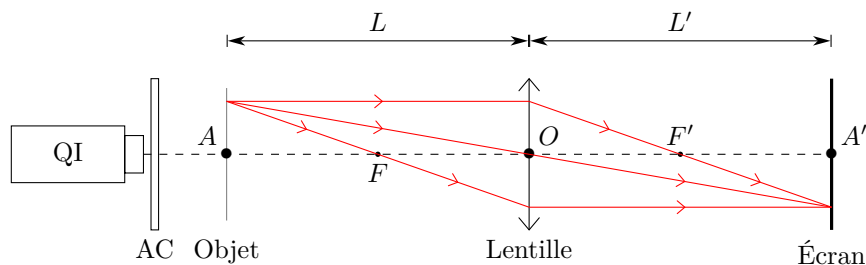


Figure 2 – Schéma de principe de mesure par méthode de conjugaison. On note F (resp. F') le foyer objet (resp. image) de la lentille. La distance focale algébrique de la lentille est notée f' . Les distances géométriques L et L' sont reliées par la relation de conjugaison (2).

2.2.2 Protocole

- ✂ Réaliser le montage décrit figure 2 en fixant précisément la distance objet-lentille L .

| Il faut nécessairement prendre $L > f'$, sinon l'image est virtuelle et son observation impossible.

- ✂ Déplacer l'écran pour trouver la position de l'image.

| Comme pour l'autocollimation, l'incertitude sur la mesure de L' est généralement dominée par l'incertitude d'appréciation de la netteté, car la plage de netteté de l'image est assez grande. Il faut donc bien prendre soin de mesurer les positions extrêmes où la figure à l'écran semble nette. L'écart entre ces positions donne l'incertitude de mesure.

| Pour mesurer la focale, il faut être vigilant aux mesures de distance entre les éléments. En particulier, l'utilisation de pieds pour les fixer sur un banc optique peut induire une erreur de mesure qu'il faut prendre en compte.

- ✂ Reproduire le processus pour différentes valeurs de L , et faire la régression linéaire appropriée pour obtenir la valeur de f .

2.2.3 Analyse des erreurs

- ▷ Estimer l'incertitude sur la distance focale résultant d'une seule mesure (un seul L) ? Comparer à la méthode par autocollimation.
- ▷ Quelle est l'incertitude sur la distance focale en utilisant plusieurs mesures ? (celle-ci vous est donnée numériquement par le logiciel Regressi, la formule permettant de la calculer vous sera démontrée en cours d'analyse statistique et traitement du signal)

Conclusion importante et très générale : exploiter plusieurs mesures permet d'obtenir un résultat bien plus précis qu'en exploiter une seule.

2.3 Méthode de Bessel

La méthode de Bessel exploite à nouveau la relation de conjugaison, mais d'une façon plus subtile. Elle permet une mesure très précise de la distance focale. La méthode est décrite par exemple dans le livre de M.N. Sanz [21, p. 303].

2.3.1 Analyse théorique

Modifions un peu les notations : la distance notée L correspond maintenant à la distance géométrique fixée par l'expérimentateur entre l'objet et l'écran. Cherchons les positions de la lentille qui conjuguent ces deux plans. Notons x la distance géométrique lentille-objet correspondant à l'une de ces positions. La relation (2) s'écrit alors

$$\frac{1}{x} = \frac{1}{f'} - \frac{1}{L - x}, \quad (3)$$

que l'on peut réécrire sous la forme d'une équation du second degré

$$x^2 - Lx + f'L = 0. \quad (4)$$

Pour que des positions de lentille conjuguant l'objet et l'écran existent, cette équation doit admettre des solutions réelles. Son discriminant $L(L - 4f')$ doit donc être positif. On retiendra que **pour que deux plans soient conjugués par une lentille donnée, il faut qu'ils soient séparés d'une distance supérieure à quatre fois la distance focale de celle-ci.**

| Ce critère est essentiel pour choisir une lentille adaptée à l'encombrement d'un montage.

Dans ce cas, deux positions de la lentille conjuguant l'objet et l'écran existent. Ces positions sont représentées figure 3. La distance qui les sépare s'écrit

$$\Delta x = \sqrt{L(L - 4f')}, \quad (5)$$

d'où

$$\boxed{L^2 - \Delta x^2 = 4f'L.} \quad (6)$$

En mesurant L et Δx , il est aisé d'en déduire f .

2.3.2 Protocole

- ✂ Fixer la distance entre l'objet et l'écran puis chercher les deux positions de la lentille qui conjuguent ces deux positions.

| Comme pour les méthodes précédentes, il faut prendre soin de mesurer la plage de positions qui, selon le jugé de l'expérimentateur, conjuguent les deux plans.

| Pour mesurer la focale, il faut être vigilant aux mesures de distance entre les éléments. En particulier,

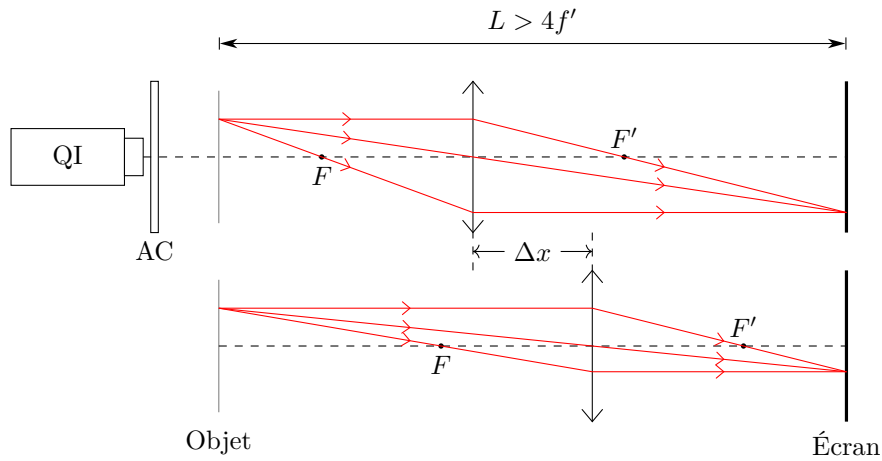


Figure 3 – Schéma de principe de la méthode de Bessel. Pour une distance L donnée entre l'objet et l'écran, supérieure à quatre fois la distance focale de la lentille, il existe deux positions séparées de Δx qui conjuguent l'écran et l'objet.

l'utilisation de pieds pour les fixer sur un banc optique peut induire une erreur de mesure qu'il faut prendre en compte.

- ✂ Reproduire le processus pour différentes valeurs de L , et réaliser la régression linéaire adéquate pour en déduire f .

2.3.3 Analyse des erreurs

- ▷ Estimer l'incertitude sur la distance focale résultant d'une seule mesure (un seul L) ? Comparer à la méthode par autocollimation.
- ▷ Quelle est l'incertitude sur la distance focale en utilisant plusieurs mesures ? (celle-ci vous est donnée numériquement par le logiciel Regressi, la formule permettant de la calculer vous sera démontrée en cours d'analyse statistique et traitement du signal)

Conclusion importante et très générale : exploiter plusieurs mesures permet d'obtenir un résultat bien plus précis qu'en exploiter une seule.

2.4 Cas particulier : méthode de Silbermann (en deuxième lecture)

Un cas particulier de la méthode de Bessel est celui où $L = 4f'$. Il n'existe alors qu'une seule position de la lentille qui conjugue l'écran et l'objet.

On déplace donc alternativement l'écran et la lentille de façon à ce que l'on ne puisse plus distinguer deux positions distinctes conjuguant l'objet et l'écran. Pour affiner le résultat, on bouge à nouveau l'écran et la lentille afin que la plage de netteté à l'écran soit la plus restreinte possible. La mesure de L permet alors d'obtenir la focale. La précision finale de la mesure sera au mieux celle de l'autocollimation et la méthode est fastidieuse à appliquer.

2.5 Petites focales et lentilles divergentes (en deuxième lecture)

Pour mesurer des petites distances focales comme celle d'un objectif de microscope (de l'ordre du centimètre), les méthodes présentées ici ne permettent pas d'atteindre une précision suffisante. On effectue alors des mesures de grandissement dans des conditions expérimentales judicieuses. Pour plus de détails, on pourra se référer aux méthodes décrites par Sextant [1, p. 23].

Nous n'avons traité que des lentilles convergentes, de focale positive. Pour les lentilles divergentes (de focale négative), on leur adjoint une lentille convergente de telle sorte que le doublet soit équivalent à une lentille convergente. La vergence du doublet étant la somme des vergences de chaque lentille, il faut choisir $f_{\text{conv}} < |f_{\text{div}}|$. On en mesure alors la distance focale par une des méthodes présentées ci-avant et on peut en déduire la focale recherchée.

3 Aberrations

Une lentille est constituée de deux dioptries sphériques de rayons de courbure R_1 et R_2 . Lorsque l'un des deux rayons est infini, on parle de lentille plan-convexe ou plan-concave suivant le signe de l'autre rayon.

L'étude détaillée des aberrations des lentilles minces est proposée par Sextant [1, p. 37] et Duffait [10, p. 25]. Les protocoles sont résumés ici, mais vous êtes chaudement invités à vous servir de ces deux références pour monter les expériences. Les différents types d'aberrations sont très bien présentés, à grand renfort de photos, dans l'excellent livre de Sylvain Houard [15, ch. 6].

3.1 Aberrations géométriques

Un objet à l'infini n'est exactement conjugué avec le foyer de la lentille que pour un dioptre présentant un profil particulier (complexe à calculer), mais en aucun cas sphérique. Dans le cas d'un miroir "sphérique", le profil idéal serait parabolique par exemple. De plus, même si la relation de conjugaison est vérifiée pour l'infini et le foyer, elle ne l'est alors pas forcément pour un autre couple de plans orthogonaux à l'axe optique ... Les lentilles sont sphériques pour des raisons pratiques de fabrication, mais présentent nécessairement des défauts lorsqu'on s'éloigne des conditions de Gauss, i.e. lorsque la sphère s'éloigne de la surface idéale. Les défauts associés sont appelées aberrations géométriques.

3.1.1 Caustique

Les rayons lumineux traversant une lentille idéale éclairée sous incidence normale se croisent en un point unique, le foyer image. Dans le cas d'une lentille réelle, ils se croisent sur un ensemble de points contenus dans un volume fini. La lumière se concentre sur l'axe et sur la surface extérieure de ce volume, formant une figure géométrique appelée caustique. Cette caustique est séparée en deux nappes de taille finie : la *nappe tangentielle* et la *nappe sagittale*. Le foyer de la lentille est situé à l'extrémité de ces deux nappes.

✂ Faire converger la lampe QI sur un trou de 1 ou 2 mm de diamètre (diaphragme à iris).

✂ Placer une lentille de grande ouverture assez loin du trou pour que l'éclairage soit presque parallèle. Typiquement, il faut que le faisceau lumineux recouvre toute la surface de la lentille. Utiliser un filtre coloré derrière le trou pour s'affranchir de l'aberration chromatique.

Les lentilles plan-convexe Leybold de 20 cm de focale et 11 cm de diamètre conviennent très bien, côté plat face au trou.

✂ Déplacer un écran derrière la lentille et visualiser les différentes figures observées qui sont des sections de la caustique de la lentille.

La nappe tangentielle donne les anneaux lumineux, la nappe sagittale est responsable du centre lumineux.

✂ Diaphragmer la lentille : l'extension longitudinale des deux nappes diminue rapidement. On tend vers une convergence du faisceau en un point qui est l'image paraxiale (i.e. dans les conditions de Gauss) du trou source.

3.1.2 Règle "plus plat plus près"

✂ Retourner la lentille (face plane vers l'image qui est plus près que la source), et observer de nouveau la caustique : est-elle plus ou moins étendue ?

Conclusion : pour minimiser les aberrations géométriques, la face la plus plane de la lentille doit être placée du côté où la lumière est la plus convergente, c'est-à-dire vers le plus proche de l'objet ou de l'écran.

3.1.3 Coma

Il existe dans la collection une lentille « spéciale coma » (P108.7), dont le profil a été spécialement dessiné pour corriger les autres aberrations et ne voir que l'aberration de coma. Avec une lentille usuelle, le risque est de confondre la coma avec une caustique déformée car vue de côté.

✂ Se placer dans le plan de l'image paraxiale et diaphragmer légèrement (diamètre 5 cm).

✂ Incliner la lentille en la faisant tourner autour d'un axe vertical.

Le point brillant se décentre par rapport à l'anneau de forme elliptique allongé horizontalement et la tache prend une forme évoquant celle d'une comète.

3.1.4 Astigmatisme

- ☞ Diaphragmer encore la lentille (2 cm) et l'incliner davantage : la coma se transforme en un segment horizontal. En déplaçant l'écran du côté de la lentille, on trouve une autre position pour laquelle la tache est un segment vertical.

3.1.5 Distorsions

- ☞ Eclairer un objet étendu (grille de pas 1 cm et de 5 à 10 cm de côté) précédé d'un verre dépoli.
- ☞ Former son image avec la lentille précédente.
- ☞ Placer un diaphragme contre la lentille : le contraste de l'image, homothétique de l'objet, s'améliore.
- ☞ Déplacer le diaphragme longitudinalement : s'il est placé après la lentille, on observe une distorsion en croissant ou "coussinet" ; s'il est placé avant la lentille, on observe une distorsion dite en "barillet".

| Une construction géométrique permet de comprendre ces effets si l'on se rappelle qu'une lentille convergente est trop convergente pour les rayons marginaux qui passent loin de l'axe optique.

3.2 Aberrations chromatiques

Les considérations précédentes sur les aberrations géométriques ne tiennent pas compte de la dispersion des verres constituant les lentilles. L'indice dépendant de la longueur d'onde, les propriétés optiques vont également varier suivant la longueur d'onde employée : ce sont les aberrations chromatiques.

3.2.1 Mise en évidence

- ☞ Revenir à la situation expérimentale utilisée pour visualiser la caustique en orientant et en diaphragmant la lentille de manière à diminuer les aberrations géométriques.
- ☞ Placer successivement des filtres colorés (rouge, vert, bleu) et déterminer l'emplacement de l'image paraxiale.
 - | Elle est plus proche de la lentille pour les courtes longueurs d'onde.
- ☞ Faire ensuite l'image du trou en utilisant non plus une lentille simple mais un doublet achromatique : l'image n'est plus irisée.

3.2.2 Analyse quantitative

La distance focale d'une lentille de rayons de courbure algébriques R_1 et R_2 est donnée par la relation [14]

$$\frac{1}{f} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (7)$$

On en déduit des formules de conjugaisons que pour une image réelle (distance lentille-image $\overline{OA'} > f$), les variations de l'indice entraînent une variation de cette distance :

$$\Delta(\overline{OA'}) = -\frac{\overline{OA'}^2}{f(n-1)} \Delta n. \quad (8)$$

- ☞ Obtenir une estimation de la dispersion Δn du verre dans lequel la lentille est formée.

| Au vu de l'équation (8), le phénomène est d'autant mieux visible que $\overline{OA'}$ est grand.

4 Étude d'un instrument d'optique : exemple de la lunette astronomique

Une lunette astronomique est un instrument afocal, un objet à l'infini donnant une image à l'infini, formé de deux lentilles convergentes dont les foyers sont confondus

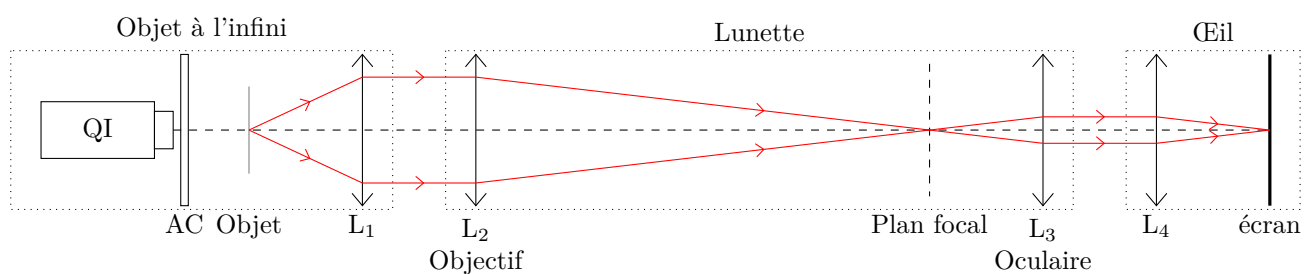
- ▷ l'objectif (côté *objet*) est une lentille de longue focale par où entre la lumière ;
- ▷ l'oculaire (côté *œil*) est une lentille de courte focale par où sort la lumière.

Une étude détaillée de la lunette astronomique est proposée par Duffait [10, p. 101]. Un protocole d'étude est proposé dans ce fascicule, mais il est chaudement recommandé d'utiliser des livres pour monter les expériences. Par ailleurs, S. Houard [15] présente de façon particulièrement lumineuse (sans jeu de mot, ou p'têt que si quand même) les propriétés des instruments d'optique.

4.1 Réalisation expérimentale d'une lunette astronomique sur banc optique



(a) Photographie de la lunette d'étude



(b) Schéma de principe de la lunette

Figure 4 – Photographie et schéma de la lunette astronomique. De gauche à droite : un objet (grille ou diapositive d'une photo), disposé dans le plan focal objet d'une lentille convergente (L_1) et solidaire de cette dernière, constitue l'objet à l'infini ; deux lentilles solidaires forment la lunette (un verre de champ est intercalé entre l'objectif (L_2) et l'oculaire (L_3), dont nous expliquerons plus loin l'utilité) ; une lentille (L_4) et un écran, situé dans le focal image (L_4), jouent le rôle d'œil simplifié, où la lentille correspond au cristallin et l'écran à la rétine. Ces deux derniers éléments sont rendus également solidaires.

✂ **Réalisation d'un objet à l'infini** : placer l'objet dans le plan focal objet d'une lentille L_1 par auto-collimation.

On choisit la monture de L_1 suffisamment grande pour que le faisceau lumineux en sortie d'objet éclaire l'intégralité de la monture de l'objectif (lentille L_2). Ceci permet par la suite de faire varier l'ouverture du diaphragme d'ouverture en positionnant un diaphragme devant la monture de l'objectif. La focale est choisie pour minimiser l'encombrement. Une fois l'objet à l'infini créé, rendre solidaires la lentille et l'objet à l'aide d'une barre et les fixer sur le banc définitivement.

✂ **Réalisation de l'œil** : l'œil est construit à l'aide d'un écran placé dans le plan focal image d'une lentille L_4 . Ces deux éléments doivent être rendus solidaires également, pour faciliter les déplacements de l'œil simplifié sur le banc optique.

Pour s'assurer d'être dans le plan focal de la lentille, il faut d'une part que l'image de l'objet à l'infini soit nette sur l'écran de l'œil simplifié, et d'autre part que toute translation de l'œil simplifié sur le banc optique n'affecte pas la netteté de l'image.

✂ **Réalisation d'une lunette** : Prendre une lentille L_2 pour l'objectif et L_3 pour l'oculaire. Pour avoir un grossissement supérieur à 1, il faut choisir $f'_2 > f'_3$. Construire un système afocal entre l'objet et l'œil en faisant correspondre le plan focal image de L_2 avec le plan focal objet de L_3 . La lunette est alors réalisée.

Le système afocal est réalisé quand l'image sur l'écran est nette.

Vérifier que les longueurs entre les objets correspondent aux focales des lentilles. Si ce n'est pas le cas, vérifier tous les éléments du montage.

4.2 Mesure du grossissement

4.2.1 Définition et rappel

L'objet et l'image à travers une lunette sont tous deux situés à l'infini. Par conséquent, le grandissement transversal n'a aucun sens ici. La grandeur adaptée à ce cas de figure s'appelle le grossissement optique G , ou grandissement angulaire. Avec les notations de la figure 5, il est défini par

$$G = \frac{\theta'}{\theta}. \quad (9)$$

En se plaçant dans les conditions de Gauss (approximation des petits angles), on peut exprimer le grossissement en fonction des distances focales de l'objectif et de l'oculaire,

$$G = -\frac{f'_{\text{obj}}}{f'_{\text{oc}}} \quad (10)$$

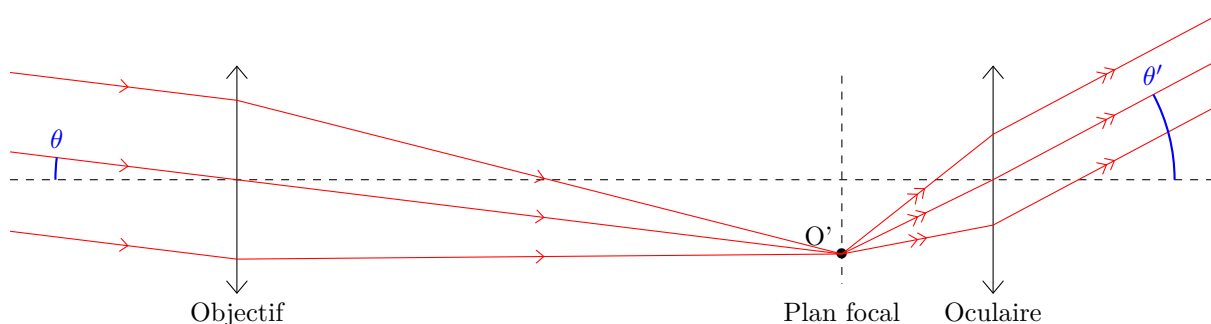


Figure 5 – Schéma définissant le grossissement.

Prenons un objet à l'infini dont l'image sur l'écran a une taille ℓ_0 sans lunette et une taille ℓ avec la lunette. Dans les conditions de Gauss, on trouve alors

$$G = \frac{\ell}{\ell_0}. \quad (11)$$

Nous utilisons dans la suite cette dernière relation pour vérifier expérimentalement l'expression du grossissement donnée par l'équation (10).

4.2.2 Protocole

- ✂ Choisir un objectif et un oculaire de distances focales connues et mesurer le grossissement en utilisant la relation (11).
- ✂ Si le temps le permet (les parties suivantes sont plus importantes), on peut répéter la mesure précédente pour différents jeux d'objectifs et d'oculaires.

Une grille a par exemple l'avantage de donner un motif périodique, qui permet de réduire les incertitudes. Attention aux aberrations qui pourraient fausser la mesure.

4.3 Diaphragmes et nunilles

Les notions de diaphragme et surtout leur illustration expérimentale, abordées dans cette section et la suivante, sont subtiles et les observations peuvent facilement être mal interprétées. Ne pas hésiter à faire appel aux encadrants et à poser des questions en cours d'optique !

4.3.1 Identification des diaphragmes

Dans une lunette astronomique réelle, la monture de l'objectif joue le rôle de diaphragme d'ouverture et contrôle la luminosité de l'image. En revanche, la monture de l'oculaire joue le rôle de diaphragme de champ et contrôle le champ visible de l'image. C'est également le cas sur la lunette modèle construite sur banc optique dès lors que les montures des lentilles jouant le rôle d'objectif et d'oculaire ont un diamètre comparable. Attention lorsque vous placerez des diaphragmes devant lesdites lentilles : si l'un des diaphragmes est beaucoup plus fermé que l'autre, il se peut qu'il devienne à la fois diaphragme d'ouverture et diaphragme de champ.

- ✂ Placer deux diaphragmes à iris contre l'objectif et l'oculaire et montrer leur rôle distinct sur l'image définitive : l'un contrôle la luminosité de l'image (ouverture), l'autre le champ (partie de l'objet visible à travers l'instrument).

Les conjugués du diaphragme d'ouverture dans les différents espaces (objet ou image) sont appelés pupilles. Les conjugués du diaphragme de champ sont nommés lucarnes.

4.3.2 Diaphragme d'ouverture et cercle oculaire

Le diaphragme d'ouverture dans un système optique est par définition le diaphragme qui limite la luminosité de l'image. Ce diaphragme peut être un diaphragme placé à dessein pour contrôler la quantité de lumière entrant dans l'instrument, ou plus généralement la monture d'un élément optique. Pour la lunette, il s'agira de la monture de l'objectif. Le lecteur intéressé par les différentes notions de diaphragme d'ouverture et de champ, de pupilles d'entrée et de sortie, ainsi que de lucarnes d'entrée et de sortie, peut consulter avec profit les ouvrages de Luc Dettwiller [9] et bien sûr celui de Sylvain Houard [15].

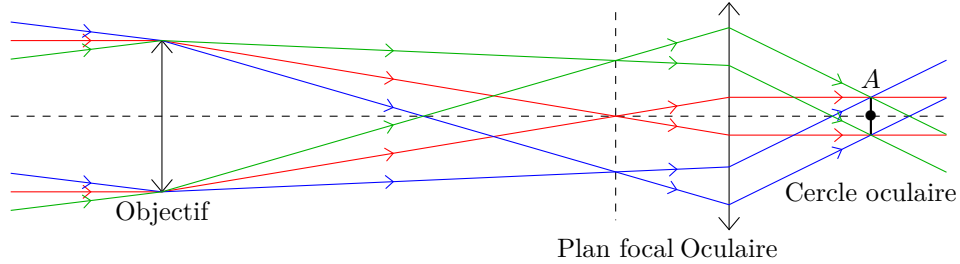


Figure 6 – Schéma décrivant la construction géométrique du cercle oculaire.

Le cercle oculaire est l'image géométrique de la monture de l'objectif par l'ensemble des éléments optiques qui le suivent, réduits ici au seul oculaire. Étant donné que l'objectif joue le rôle de diaphragme d'ouverture dans la lunette astronomique, le cercle oculaire est la pupille de sortie du système optique. Par un calcul géométrique, on obtient la position du cercle oculaire, représentée par le point A, par rapport au centre de l'oculaire,

$$\overline{O_{oc}A} = (f'_{oc} + f'_{obj}) \frac{f'_{oc}}{f'_{obj}}, \quad (12)$$

et le diamètre du cercle oculaire D_{CO} est lié au diamètre du diaphragme d'ouverture D_{DO} par la relation

$$D_{CO} = \frac{D_{DO}}{G}. \quad (13)$$

Concrètement, le cercle oculaire est à l'endroit où la section du faisceau lumineux après l'oculaire est la plus petite, la plus brillante et la plus nette. Il faudra placer la lentille de l'œil simplifié systématiquement au niveau du cercle oculaire pour bénéficier d'une observation optimale.

- ✂ Prendre un objet diffusant, par exemple un verre dépoli, pour augmenter la luminosité transmise et ne pas avoir à se soucier d'éventuelles images intermédiaires de l'objet initial.
- ✂ Mesurer la position du cercle oculaire et comparer à la formule théorique.

Pour trouver le cercle oculaire, déplacer un écran ou une feuille de papier derrière la lunette. L'image formée en aval de la lunette qui sera la plus petite, la plus nette et la plus lumineuse, constitue le cercle oculaire.

- ✂ Mesurer le diamètre du cercle oculaire correspondant au diamètre fixe d'un diaphragme placé devant l'objectif, qui joue alors le rôle de diaphragme d'ouverture de diamètre modifiable.

On place un diaphragme accolé à l'objectif pour contrôler le flux lumineux d'entrée dans le système optique et piloter la taille du diaphragme d'ouverture. Pour mesurer le diamètre du diaphragme, on peut d'abord fixer une longueur sur un pied à coulisse puis refermer le diaphragme autour.

4.3.3 Diaphragme de champ et verre de champ

On peut améliorer l'instrument en plaçant dans le plan de l'image intermédiaire une lentille convergente de grand diamètre ($f \simeq 15$ cm). Le grossissement de la lunette n'est pas modifié et le cercle oculaire est rapproché de l'oculaire. Cette lentille supplémentaire est le verre de champ. Le fonctionnement du verre de champ est expliqué à l'aide de schémas figure 7.

- ✂ Placer un diaphragme de champ et un verre de champ au niveau de l'image intermédiaire et observer l'effet sur l'image. Attention à bien replacer l'œil au cercle oculaire après avoir placé le verre de champ pour maximiser la luminosité de l'image.

Pour notre lunette, le fait de ne pas placer le verre de champ sur l'image intermédiaire a un impact apparent sur le grossissement de la lunette. En réalité, le système global n'est plus afocal et la notion de grossissement n'est plus adaptée au système car les rayons en sortie ne sont plus parallèles entre eux, pour une inclinaison donnée. Le verre de champ sera correctement placé lorsque l'image aura la même taille avec et sans verre de champ.

4.4 Autres instruments d'optique

La lunette astronomique est un exemple d'instrument d'optique particulièrement bien adapté à la mise en évidence des diaphragmes et lucarnes. Ce ne sont néanmoins pas toujours les caractéristiques les plus intéressantes à étudier ! Les notions de plans principaux ou de profondeur de champ ne sont par exemple pas pertinentes pour caractériser une lunette. Pour les mettre en évidence, étudier d'autres instruments est nécessaire. Parmi eux, mentionnons l'objectif photographique [1, p. 31] [10, p. 113] et le microscope [1, pp. 30 et 50] [11, p. 191] (pour les deux, voir aussi [15]) qui se prêtent bien à une étude sur banc optique.

Si le temps est limité en fin de TP pour une étude exhaustive, une étude sommaire d'un appareil photo modélisé par une lentille simple peut être intéressante.

- Visualiser et interpréter le profondeur de champ et diaphragme d'ouverture est instructif (l'interprétation fait appel à la résolution du récepteur).

Complément A – Obtenir des images de bonne qualité

A.1 Choisir une lentille de projection

A.1.1 Choisir la distance focale

Considérons la situation représentée figure 8. Un objet AB , réel au sens optique du terme, est situé à une distance D d'un écran où l'on en forme l'image $A'B'$ avec une lentille convergente de distance focale image f' . L'image étant formée sur un écran, il s'agit d'une image réelle. Cherchons où placer la lentille pour assurer la conjugaison.

Soit $x > 0$ la distance entre l'objet et la lentille. En vertu de la loi de conjugaison de Descartes [14, 15],

$$\frac{1}{D-x} + \frac{1}{x} = \frac{1}{f'}. \quad (14)$$

Il s'agit donc de trouver les solutions de cette équation, qui s'écrit sous la forme d'une équation du second degré de discriminant $D(D-4f')$. Celui-ci doit être positif pour que l'équation admette des solutions réelles. Ainsi, une lentille ne peut former l'image d'un objet sur un écran situé à une distance D de l'objet que si sa focale f' est telle que

$$f' \leq \frac{D}{4}. \quad (15)$$

Ce critère est extrêmement utile en pratique, et il faut toujours l'avoir à l'esprit au moment de choisir une lentille. En supposant cette contrainte respectée, deux positions symétriques par rapport au milieu du segment objet – écran permettent d'assurer la conjugaison :

$$x_{\pm} = \frac{D}{2} \pm \frac{1}{2}\sqrt{D(D-4f')}. \quad (16)$$

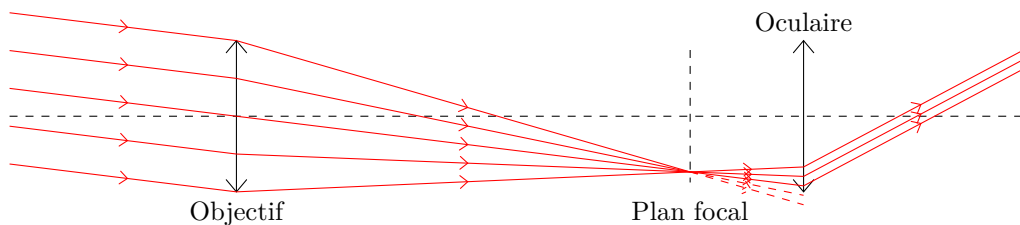
Repérer ces deux positions permet de mesurer la distance focale de la lentille : c'est le principe de la méthode de Bessel (voir la section 2 sur la focométrie, page 7.)

La lentille inversant l'image, le grandissement à chacune de ces positions est négatif et vaut

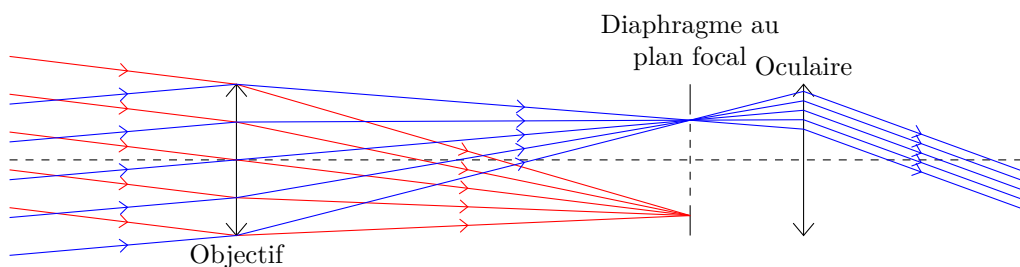
$$\gamma(x_{\pm}) = -\frac{D-x_{\pm}}{x_{\pm}} = 1 - \frac{2}{1 \mp \sqrt{1-4f'/D}}. \quad (17)$$

Ainsi, à distance D et focale f' données, le grandissement est maximal en $x = x_-$, c'est-à-dire pour la position de la lentille la plus proche de l'objet. En outre, le grandissement est d'autant plus important que le rapport f'/D est faible, ce qui invite à maximiser D et minimiser f' .

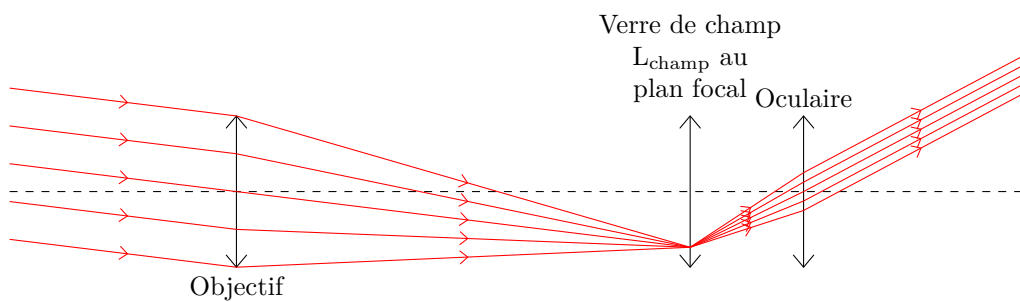
Par conséquent, pour obtenir une image de grandissement maximal, il faut placer l'écran le plus loin possible de l'objet, choisir une lentille de focale aussi petite que possible et la placer à la position permettant d'assurer la conjugaison la plus proche de l'objet. Néanmoins, l'usage d'une lentille de focale trop courte a des conséquences en termes d'aberrations et de luminosité, ce qui nécessite de modérer la course aux petites focales. En général, choisir une lentille de focale 10 cm à 15 cm est un bon choix. Des lentilles de plus courte focale, jusqu'à 5 cm, peuvent être utilisées dans des cas où augmenter le grandissement est essentiel.



(a) Marche des rayons marginaux expliquant l'origine du champ de contour.



(b) Marche des rayons lumineux en présence d'un diaphragme de champ. Le faisceau rouge est complètement arrêté, le bleu passe entièrement. Certains rayons du faisceau rouge constituent les rayons marginaux qui produisent le phénomène de champ de contour.



(c) Marche des rayons en présence d'un verre de champ. Le faisceau rouge est ramené dans les conditions de Gauss. Les rayons périphériques passent en totalité dans l'oculaire. La focale du verre de champ est choisie de manière à conserver un système afocal.

Figure 7 – Schéma expliquant le phénomène de champ de contour, et l'utilisation d'un diaphragme de champ et d'un verre de champ.

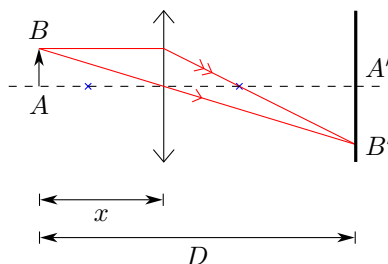


Figure 8 – Conjugaison par une lentille mince. Un objet réel est situé à une distance D d'un écran où l'on en forme l'image avec une lentille convergente de distance focale image f' . L'objet est situé à une distance x de la lentille. Les foyers de la lentille sont représentés par les croix bleues.

A.1.2 Minimiser les aberrations

La présence d'aberrations géométriques et chromatiques est inhérente à l'usage des lentilles. Pour obtenir des images d'aussi bonne qualité que possible, il est nécessaire de minimiser leur influence. Une étude détaillée des aberrations est proposée dans la suite du TP.

Les aberrations chromatiques proviennent de la dispersion du verre constituant les lentilles. Pour limiter leur influence, il est conseillé d'utiliser un **doublet achromatique**, ou **achromat**. Il s'agit d'un doublet de lentilles accolées, constituées de matériaux différents dont les aberrations chromatiques tendent à se compenser mutuellement.

Les aberrations géométriques sont quant à elles dues aux écarts aux conditions de Gauss, c'est-à-dire aux angles d'incidence des rayons sur les dioptries air – verre : plus les angles d'incidence sont grands, plus il y a d'aberrations. Pour les limiter, il faut donc mettre le dioptre air – lentille le plus plat du côté où l'angle d'ouverture du faisceau est le plus grand. Si la lentille est placée à la position x_- définie précédemment pour maximiser le grandissement, il faut placer sa face la plus plate du côté de la source. Ce résultat est souvent cité sous le nom de *règle des 4p* : « plus plat, plus près ».

Dans la pratique, il n'est pas toujours aisé de repérer la face la plus plate d'une lentille, et certaines sont d'ailleurs symétriques.

Notons que la forme de certaines lentilles est étudiée pour limiter les aberrations géométriques. C'est par exemple le cas des ménisques convergents et des doublets achromatiques.

A.1.3 Synthèse : choisir une lentille de projection en pratique

En conclusion de ce paragraphe, le choix pratique d'une lentille de projection doit se faire de la façon suivante :

- ▷ sa focale doit vérifier le critère $f' \leq D/4$;
- ▷ elle ne doit cependant pas être trop petite car cela engendre davantage d'aberrations, choisir $f' \simeq 10\text{--}15\text{ cm}$ est en général un bon choix ;
- ▷ pour minimiser les aberrations chromatiques, privilégier l'usage de doublets achromatiques ;
- ▷ pour minimiser les aberrations géométriques, privilégier à nouveau les doublets achromatiques et respecter la règle des 4p.

A.2 Aligner un montage optique

Pour obtenir des images de bonne qualité, l'alignement vertical et horizontal du montage doit être soigneusement réalisé. D'une part, cela assure une transmission optimale de la lumière au travers du montage, et donc que l'image sur l'écran est la plus lumineuse possible. D'autre part, cela permet que l'ajout, le retrait ou le déplacement d'un élément optique sur le trajet du faisceau ne modifie pas la position de l'image, ce qui rend par exemple la réalisation d'une série de mesures pour différents paramètres du montage d'autant plus facile.

Pour simplifier la discussion, notons x la direction de l'axe optique du montage, y la direction qui lui est orthogonale dans le plan de la table de travail et z la direction verticale.

- ✂ Réunir tous les éléments optiques, incluant la lampe source et l'éventuel photorécepteur, montés sur des pieds réglables. Régler les pieds de telle sorte que tous les éléments soient à la même hauteur. Pour ce faire, il est conseillé de les accoler.

Si le réglage en y ou z d'un élément particulier est crucial, ne pas hésiter à utiliser un pied spécifique, muni d'un chariot de réglage avec une vis millimétrique. De même, si le positionnement selon x est critique, il est possible d'utiliser un banc optique.

Il est préférable d'avoir une marge de manœuvre pour baisser ou monter légèrement chaque élément par

la suite. Toutefois, il est possible que certains éléments soient particulièrement bas (respectivement hauts), auquel cas il faut les lever (respectivement les baisser) au maximum et aligner le reste du montage par rapport à cette référence.

Dans le matériel de l'ÉNS de Lyon, les photorécepteurs Caliens ont des tiges notoirement trop courtes : prendre alors les pieds les plus grands possibles. Certains interféromètres de Michelson sont également trop bas, mais il est possible de les surélever en les posant sur une caisse en bois. Au contraire, les prismes à vision directe sont munis de montures très grandes qui empêchent parfois de les baisser suffisamment.

- ⌘ Allumer la lampe source, la faire suivre du filtre anticalorique le cas échéant. Régler son inclinaison si besoin afin que le faisceau soit bien dirigé selon x .

La « bonne » position est repérée en vérifiant que la tâche lumineuse est approximativement centrée sur l'écran et à la même hauteur que le centre de la lampe.

- ⌘ Ajouter un à un chaque élément du montage, en commençant par le plus proche de la lampe et en terminant par le plus proche de l'écran. Les placer approximativement à la bonne position x . Vérifier l'alignement en y et z de la même façon que précédemment, en s'assurant de plus que le centre de la tâche lumineuse ne bouge pas lors de l'ajout ou du retrait de l'élément.
- ⌘ Ajuster enfin la position x de chaque élément. L'image sur l'écran doit être parfaitement nette, mais il est possible qu'elle ne soit pas uniformément éclairée. Cela est dû à un mauvais réglage de la lampe, discuté section suivante.

A.3 Éclairer un objet pour que son image soit lumineuse

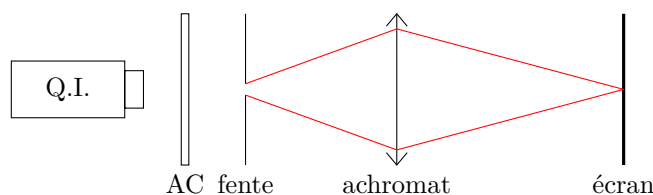
Une fois l'alignement du montage réalisé, il reste à régler la lampe source pour obtenir une image lumineuse et uniformément éclairée. Les deux paramètres à ajuster sont les positions relatives de l'ampoule, du condenseur, et de l'élément d'entrée du montage.

Un condenseur est une lentille convergente de courte focale, non traitée contre les aberrations, qui permet de faire converger les faisceaux lumineux.

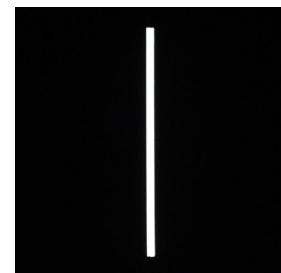
Les lampes quartz-iode sont en général munies d'un condenseur intégré. Au contraire, les lampes spectrales ne sont jamais munies de condenseur, mais il est presque toujours préférable d'en ajouter un au montage pour maximiser la luminosité des images.

Comme illustration, nous choisissons l'expérience la plus simple qui soit : la formation de l'image d'une fente sur un écran, dont le schéma est représenté figure 9a. Une photo de l'image à obtenir qui sert de référence dans la discussion est représentée figure 9b. Toutes les photos sont à la même échelle et ont été prises avec les mêmes paramètres d'exposition de l'appareil photo, ce qui permet de les comparer.

L'intérêt d'utiliser une fente pour illustrer ces expériences est que ses deux dimensions transverses sont très différentes, ce qui permet de mettre en évidence qu'un mauvais réglage a une influence maximale sur l'extérieur des images.



(a) Schéma du dispositif.

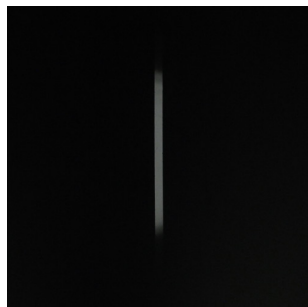


(b) Photographie de l'écran.

Figure 9 – Image d'une fente sur un écran. (a) Une lampe quartz-iode munie d'un condenseur et suivie d'un filtre anticalorique éclaire une fente. Une lentille achromatique en forme l'image sur un écran. (b) L'image de la fente est nette, lumineuse et uniformément éclairée, signe que le montage est bien réglé. Cette photo sert de référence dans la discussion.

A.3.1 Importance du condenseur

Commençons par illustrer l'importance du condenseur en ôtant celui de la lampe QI utilisée. Le faisceau émis directement par l'ampoule de la lampe QI est très divergent. En l'absence de condenseur, seule une faible fraction de la lumière traverse le montage, voir figure 10. Par conséquent, le tour de l'écran est aussi lumineux que l'image, seules les ombres des montures permettant de la repérer.



(a) Vue de l'écran.



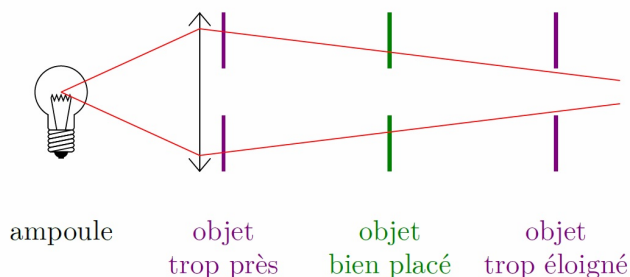
(b) Vue d'ensemble.

Figure 10 – Image obtenue sans condenseur. L'image obtenue sur l'écran n'est pas très lumineuse, car beaucoup de lumière est perdue par ailleurs. L'ombre des montures est bien visible sur l'écran.

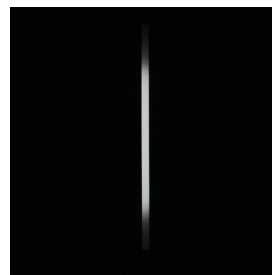
A.3.2 Position relative du condenseur et de l'objet

Pour maximiser la luminosité de l'image, l'objet doit être placé à une distance du condenseur telle que la quantité de lumière traversant l'objet est d'une part maximale et d'autre part uniforme, voir figure 11. La distance en question dépend bien sûr de la taille de l'objet : un objet étendu (fente, grille) doit être placé au plus près du condenseur alors qu'un objet plus petit (trou) doit être placé plus loin. Si l'objet est placé trop près du condenseur, l'image est uniformément éclairée mais moins lumineuse, alors que si l'objet est placé trop loin l'image est lumineuse mais sa luminosité n'est pas uniforme. Les effets d'un éloignement trop grand de l'objet par rapport au condenseur s'observent principalement sur les bords de l'image.

Rappelons qu'une lampe QI doit impérativement être suivie d'un filtre anticalorique. Dans ce cas, « aussi près que possible » signifie que l'objet doit être accolé au filtre, lui-même très proche du condenseur de la lampe.



(a) Positions relatives du condenseur et de l'objet.



(b) Cas d'un objet trop éloigné du condenseur.

Figure 11 – Positions du condenseur et de l'objet. L'objet doit être placé à une distance du condenseur telle que la quantité de lumière traversant l'objet est d'une part maximale et d'autre part uniforme, comme illustré en (a). L'image d'un objet placé trop près est moins lumineuse, alors que l'effet d'un éloignement trop grand est maximal sur les bords de l'image, comme on le voit sur la photographie (b), qui correspond au cas d'un objet trop éloigné.

En pratique, si l'objet est trop proche du condenseur et que ce dernier présente des défauts (poussières, rayures, etc.) l'image de ces derniers peut être visible sur l'écran. Il faut alors reculer légèrement le condenseur : ce qui est perdu en luminosité est gagné en qualité d'image.

A.3.3 Position relative de l'ampoule et du condenseur

Le dernier paramètre de réglage est la distance entre l'ampoule et le condenseur. Plusieurs contraintes parfois antagonistes sont à satisfaire.

└ Pour une lampe *QI*, la distance entre l'ampoule et le condenseur se règle à l'aide de la tige située à l'arrière de la lampe.

D'une part, le faisceau doit être suffisamment convergent pour faire passer un maximum de lumière au travers de l'objet, mais s'il est trop convergent l'objet n'est pas éclairé de façon uniforme, conduisant à des effets analogues à ceux décrits section A.3.2. Les deux réglages étant intriqués, il est parfois intéressant voire indispensable de retoucher à ce stade la position relative du condenseur et de l'objet.

D'autre part, le condenseur est une lentille qui forme une image de l'ampoule quelque part dans le montage. Pour que l'image désirée soit de bonne qualité, elle ne doit pas être superposée à celle de l'ampoule, qu'il faut chercher à isoler en amont dans le montage. En pratique, il est souvent efficace de former l'image de l'ampoule par le condenseur sur la lentille de projection. Celle-ci conjugue alors l'image intermédiaire de l'ampoule avec elle-même, et elle ne gêne pas l'observation. Néanmoins, si la lentille de projection est de courte focale, l'image de l'ampoule par le condenseur est trop proche de l'objet et elle peut être floue mais visible sur l'écran. Cela peut aussi rendre le faisceau trop convergent pour que l'objet soit uniformément éclairé. Il faut alors rapprocher la lampe du condenseur : l'image de la lampe est formée en aval de la lentille de projection, elle est donc éloignée de l'objet d'intérêt et le faisceau est moins convergent.

└ Avec une lampe quartz-iode, c'est l'image du filament de l'ampoule qu'on repère.

A.4 Conclusion : préparer un montage optique

Récapitulons la marche à suivre pour construire un montage optique conduisant à des images de bonne qualité. Les étapes doivent être réalisées dans l'ordre indiqué pour ne pas avoir à modifier des réglages antérieurs.

- ✂ Commencer par régler l'alignement vertical et horizontal (y et z) des différents éléments optiques.
- ✂ Régler ensuite précisément la position x des différents éléments afin d'obtenir une image nette sur l'écran.
- ✂ Régler la position relative du condenseur et de l'objet, afin que celui-ci soit éclairé de façon uniforme.
- ✂ Terminer par régler la position de l'ampoule par rapport au condenseur afin d'avoir une image de luminosité uniforme. Former l'image de l'ampoule sur la première lentille est un bon point de départ à ce réglage.

Les deux dernières étapes sont intimement reliées l'une à l'autre, et il est souvent utile de les mener de front par itérations successives.

TP 2 – Physique des interférences

Objectifs

Au cours de ce TP, nous allons étudier la physique associée aux phénomènes d'interférences. L'utilisation des interférences en métrologie ou spectroscopie fera quant à elle l'objet du TP *Mesures interférométriques*. Au cours de cette séance, il s'agira de

- ▷ mettre en évidence et caractériser le phénomène d'interférences ;
- ▷ illustrer et quantifier les notions de cohérence temporelle et spatiale ;
- ▷ apprendre à régler un interféromètre de Michelson rapidement et efficacement ;
- ▷ faire expérimentalement le lien entre division d'amplitude, source étendue et localisation de la figure d'interférences ;
- ▷ comprendre qualitativement l'influence de la polarisation sur le phénomène d'interférences.

1 Interférences par division du front d'onde

1.1 Les fentes d'Young

Les fentes d'Young constituent le dispositif de base de l'étude des interférences. Son étude est proposée dans tous les ouvrages traitant d'optique niveau licence ou CPGE, par exemple celui de V. Rivoire [19, p. 745]. Il s'agit de deux fentes identiques, de largeur d séparées d'une distance a . Un interféromètre de type fentes d'Young repose sur la diffraction par chacune des fentes, les deux ondes diffractées interférant.

- 🔗 Éclairer deux fentes d'Young à l'aide d'un laser. En utilisant plusieurs bifentes, observer et interpréter l'influence de l'espacement entre les fentes a , de la distance D entre les fentes et l'écran, et de la largeur d des fentes (l'interprétation fait alors appel à la diffraction).

▮ *L'interaction entre diffraction et interférences est encore mieux visible à l'aide de trous d'Young.*

🚫🚫🚫 **Attention !** Prendre les précautions usuelles lors de l'utilisation d'un laser : ne pas regarder directement le faisceau, empêcher le faisceau de quitter la paillasse (avec des écrans), éteindre ou obturer le laser lorsqu'il n'est pas utilisé, en particulier quand vous quittez la salle.

Le montage utilisé par la suite est représenté figure 1, qui correspond plus ou moins à celui proposé par Sextant [1, p. 161]. Pour réaliser des mesures, on conseille d'utiliser une barette de capteurs CCD (Caliens) reliée à un ordinateur⁽¹⁾.

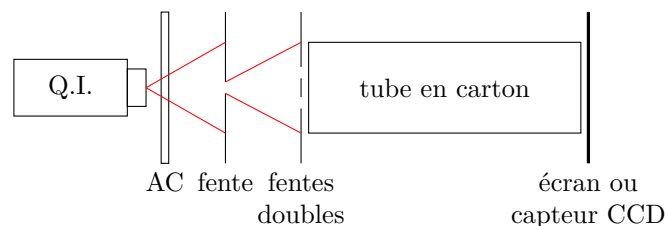


Figure 1 – Dispositif d'étude des fentes d'Young. Le tube en carton sert à limiter la lumière parasite arrivant sur le capteur CCD. Évidemment, il n'y a pas lieu de l'ajouter pour observer la figure d'interférences sur un écran.

Lors de l'étude des cohérences temporelle et spatiale, il faudra avoir un montage de bonne qualité, car les figures sont très peu lumineuses. Les conseils qui suivent concernent ces expériences.

- ▷ Pour éviter les lumières parasites, placer un tube de carton entre les fentes d'Young et le capteur CCD.
- ▷ Pour perdre le moins de lumière possible, rendre le montage aussi compact que possible, aligner correctement les différents éléments, et éclairer au maximum la bifente. Focaliser la lumière de la QI sur la fente source à l'aide d'un condenseur.
- ▷ Utiliser les fentes d'Young les plus fines et rapprochées possibles pour obtenir une figure d'interférence aussi large que possible et un interfrange aussi grand que possible.

(1). À défaut, on peut utiliser un objectif micrométrique puis observer sur un écran.

1.2 Autres interféromètres à division du front d'onde (en deuxième lecture)

Les expériences proposées par la suite peuvent être montées avec bien d'autres interféromètres que les fentes d'Young. Les miroirs de Fresnel constituent un autre interféromètre disponible dans la collection permettant d'illustrer ces notions. Néanmoins, leur réglage n'est pas simple, et on conseille dans un premier temps de se limiter aux fentes d'Young. Un protocole de réglage de ces miroirs est proposé par R. Duffait [10, p. 53].

1.3 Cohérence temporelle

En utilisant des filtres interférentiels, on met en évidence que chaque longueur d'onde contenue dans le rayonnement émis par la lampe QI crée son propre système d'interférences, caractérisé par un interfrange différent. La théorie est bien expliquée dans de nombreux ouvrages, citons entre autres celui de V. Renvoizé [19, p. 757] ou encore Sextant [1, p. 167].

L'expérience proposée ici permet de mettre en évidence le mécanisme physique, et accessoirement de vérifier la relation $i = \lambda D/a$ entre interfrange i , distance d'observation D et écart entre les fentes a . En revanche, elle ne permet pas de mesurer une longueur de cohérence temporelle.

- ✂ Éclairer les fentes d'Young (ou l'interféromètre de votre choix) par une source de lumière blanche. La figure est généralement peu lumineuse.
- ✂ En utilisant des filtres interférentiels (de bonne qualité), observer la figure d'interférence pour différentes longueurs d'ondes, toutes autres choses étant fixées. Interpréter.

Une observation qualitative sur un écran est possible mais sera peu lumineuse et donc peu démonstrative.

Pour une mise en évidence qualitative de l'effet de la longueur d'onde sur la figure d'interférences (par exemple en leçon) on pourra se contenter d'utiliser comme source deux lasers, l'un vert l'autre rouge, rendant la manipulation plus simple et lumineuse.

On observe que la figure d'interférence s'élargit avec la longueur d'onde, tous les autres paramètres étant fixés. Sans filtre interférentiel, ces figures d'interférence se superposeraient, ce qui conduirait à un brouillage. À la lumière de ces observations, interpréter la figure d'interférence en lumière blanche et discuter de l'effet de la cohérence temporelle de la source.

- ✂ Vérifier par une régression linéaire que l'interfrange est proportionnel à la longueur d'onde du rayonnement incident. Par des mesures indépendantes, vérifier la valeur de la pente.

1.4 Cohérence spatiale

Étudions maintenant l'influence de la taille de la source sur la figure d'interférences. En prenant une fente source fine, bien que la source de lumière soit polychromatique, il est possible d'observer des interférences. Les différents points de la fente réglable sont autant de points source a priori incohérents entre eux, ils vont donc produire des figures d'interférences qui vont se brouiller, mais si la source a une extension spatiale faible, ce brouillage est faible. Si on élargit la fente source, le brouillage se fait plus fort et la figure d'interférences disparaît progressivement.

La théorie est bien expliquée dans de nombreux ouvrages, citons à nouveau Sextant [1, p. 167], mais mentionnons également le livre de Richard Taillet [23, p. 72], qui dégage très clairement le concept d'aire de cohérence. L'expérience présentée ici est celle décrite par Sextant [1, p. 173]. Reportez-vous au livre pour la monter et l'interpréter.

- ✂ Éclairer les fentes d'Young par une lumière monochromatique (QI avec filtre interférentiel).
- ✂ Élargir peu à peu la fente source réglable et observer l'évolution du contraste de la figure d'interférence.
- ✂ Pour différentes largeurs ℓ de la fente source, déterminer le contraste $\Gamma = (I_{\max} - I_{\min}) / (I_{\max} + I_{\min})$ de la figure d'interférence. Tracer le contraste en fonction de la largeur de la fente source $\Gamma(\ell)$. Interpréter.

Cette expérience permet d'élucider le rôle de la fente source. Elle n'est assurément pas là en tant qu'objet diffractant, mais en tant que diaphragme pour faire une source de petite dimension à partir de la lampe quartz-iode. En raison des symétries des fentes d'Young, la fente source peut être étendue dans la direction parallèle aux fentes. Ce résultat se démontre comme le théorème de localisation, voir par exemple le livre de J.M. Brébec [5].

Attention, contrairement à ce qu'on lit souvent, la **grandeur caractéristique de la cohérence spatiale d'une source n'est pas une longueur mais un angle**, l'angle sous lequel l'interféromètre voit la source étendue. Ce concept peut se traduire sous forme d'une aire, voir par exemple le livre de R. Taillet [23, p. 72].

2 Interférences par division d'amplitude, interféromètre de Michelson

💣💣💣 **Attention !** L'interféromètre de Michelson est un outil de précision, fragile et coûteux. Il doit donc être manipulé avec soin : ne pas toucher les miroirs ou la séparatrice-compensatrice, ne pas faire subir de choc à l'appareil, utiliser un filtre anticalorique avec les lampes QL.

2.1 L'interféromètre de Michelson

Une présentation claire et concise du Michelson est proposée par Sextant [1, p. 143].

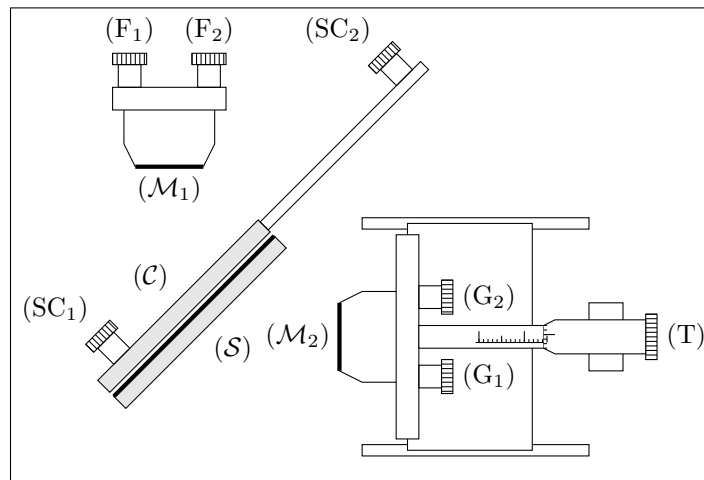


Figure 2 – Interféromètre de Michelson. On y retrouve les deux miroirs (\mathcal{M}_1) et (\mathcal{M}_2), la séparatrice (\mathcal{S}) et la compensatrice (\mathcal{C}), ainsi qu'un certain nombre de vis de réglage.

Un interféromètre de Michelson représenté figure 2 est constitué de trois éléments optiques de haute qualité : deux miroirs placés à environ 90° l'un de l'autre et un dispositif semi-réfléchissant assurant la division d'amplitude. À cela s'ajoutent divers éléments mécaniques permettant son réglage. Un schéma simplifié est représenté figure 2, où seuls les éléments communs à tous les modèles d'interféromètre sont représentés.

Afin de respecter la parfaite symétrie entre les deux trajets, une lame de verre appelée compensatrice (\mathcal{C}) est placée devant la séparatrice et possède la même épaisseur e . Un des deux faisceaux traverse deux fois la compensatrice puis une fois la séparatrice, tandis que l'autre traverse une fois la compensatrice puis deux fois la séparatrice. Ainsi les deux faisceaux traversent la même épaisseur de verre $3e$.

Le rôle de la compensatrice peut parfois donner lieu à des confusions : elle n'est ajoutée que pour compenser la dispersion du verre. Ainsi, elle n'est pas là pour compenser une différence de marche constante, et n'aurait aucune utilité en lumière monochromatique. Il peut être bon de lire Sextant [1, p. 143] à ce sujet.

✂ Identifier la séparatrice, la compensatrice, et la face métallisée de la séparatrice.

Une procédure de réglage de l'interféromètre est donnée par exemple par Sextant [1, p. 143]. Ceux qui préféreraient des explications en vidéo peuvent consulter le site de G. Vincent, <http://gerald.vincent.free.fr/>. Néanmoins, soyons clair : en fin d'année, vous devrez savoir régler le Michelson sans vous aider d'aucun livre.

Le réglage de l'interféromètre est un des principaux objectifs du jour : n'hésitez pas à vous entraîner en réglant et dérégulant l'interféromètre plusieurs fois d'affilée. Par ailleurs, plutôt qu'une mémoire technique des gestes, il faut que vous acquiriez une mémoire de la logique du protocole, ce qui nécessite de le comprendre physiquement. Si vous avez des questions sur le pourquoi d'une étape, sollicitez les encadrants.

2.2 Réglage préliminaire à l'aide d'un laser

2.2.1 Avant de commencer

✂ Afin d'éviter de partir d'une situation trop défavorable, commencer par régler grossièrement à l'œil le parallélisme entre les deux miroirs à l'aide des vis (G_1) et (G_2). Faire de même pour régler grossièrement le parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice avec les vis (SC_1) et (SC_2).

✂ Vérifier l'allure des lames métalliques qui permettent d'effectuer le réglage fin : des lames trop déformées conduiront non seulement à un réglage fin de mauvaise qualité, mais se détérioreront également. Un bon compromis est d'avoir une marge de deux ou trois tours dans chaque direction.

On entend parfois qu'il faut régler les vis « à mi-course » : cela n'a pas d'intérêt, et conduit à une déformation trop forte des lames.

2.2.2 Parallélisme entre séparatrice et compensatrice

- ✂ Éclairer l'interféromètre de côté avec un laser en incidence normale sur la séparatrice, et placer l'écran parallèlement à la compensatrice. Rassembler les taches du mieux possible à l'aide des deux vis (SC_1) et (SC_2).

2.2.3 Interférences avec un laser

- ✂ Placer le laser en entrée de l'interféromètre, de telle sorte que le faisceau arrive approximativement au centre du miroir (M_2) en incidence normale. Vérifier qu'il en est de même pour (M_1), à défaut retoucher l'orientation ou la hauteur du laser. Placer l'écran en sortie de l'interféromètre, à une distance de l'ordre du mètre. On observe sur l'écran de multiples taches. Les faire se recouvrir au mieux à l'aide des vis (G_1) et (G_2) de réglage grossier.
- ✂ Pour faciliter la suite du réglage, on peut élargir le faisceau laser à l'aide d'un objectif de microscope ou d'une lentille de courte focale. Régler sa hauteur et son orientation de sorte que la tache lumineuse soit approximativement centrée sur les miroirs. On observe sur l'écran des anneaux ou des fractions d'anneaux.

Cette étape est facultative, mais si elle est omise elle devra être remplacée par la suite par une observation directe dans l'interféromètre (donc sans projection sur un écran) lors du réglage avec une lampe spectrale.

La suite du réglage dépend de la configuration voulue. Pour régler l'interféromètre en lame d'air, passer à la section 2.3. Pour régler l'interféromètre en coin d'air, passer à la section 2.4.

2.3 Réglage de l'interféromètre en lame d'air

2.3.1 Réglage avec un laser

- ✂ À l'aide des vis de réglage grossier (G_1) et (G_2), centrer les anneaux sur l'écran. Utiliser la vis de translation (T) pour faire rentrer les anneaux vers leur centre, ce qui doit les faire grossir.
- ✂ Répéter en alternance ces deux étapes jusqu'à n'observer plus qu'un ou deux anneaux brillants centrés sur l'écran. L'interféromètre est alors prêt pour être utilisé avec une lampe spectrale.

Lorsque les anneaux rentrent vers leur centre, cela signifie que l'on rapproche l'interféromètre du contact optique, c'est-à-dire que l'épaisseur e de la lame d'air diminue. On montre également que l'angle de coin d'air α diminue lorsque le centre des anneaux se rapproche du centre de la figure sur l'écran.

2.3.2 Réglage avec une lampe spectrale

- ✂ Remplacer le laser par une lampe spectrale. Condenser la lumière de la lampe sur les miroirs avec un condenseur ou une lentille de courte focale, par exemple 5 cm. Placer une lentille de grande focale, par exemple 1 m, à la sortie de l'interféromètre, et placer l'écran dans le plan focal image de la lentille afin d'observer la surface de localisation, située à l'infini.

Condenser la lumière a toujours pour objectif d'augmenter le nombre d'angles d'incidence sur les miroirs.

Une lampe spectrale n'étant pas spatialement cohérente⁽²⁾, il est désormais nécessaire de former sur l'écran l'image de la surface de localisation. Le réglage du parallélisme des miroirs étant approximativement atteint, cette dernière se trouve approximativement à l'infini, d'où la position de la lentille de projection.

- ✂ Si le réglage au laser a été fait correctement, on doit observer sur l'écran des anneaux ronds et bien contrastés. Translater le miroir mobile de sorte que deux ou trois anneaux soient visibles sur l'écran.
- ✂ Les anneaux peuvent être elliptiques, ce qui est le signe caractéristique d'un mauvais réglage du parallélisme entre la séparatrice et la compensatrice. Tourner en alternance les deux vis (SC) jusqu'à obtenir des anneaux ronds.
- ✂ Les anneaux peuvent être mal contrastés, ce qui est le signe d'un angle de coin d'air résultant non nul. Il faut alors retoucher aux vis (F) pour le diminuer.

Si les anneaux sont observés avec une lampe à vapeur de sodium, la perte de contraste peut être liée à une anticoïncidence dans les battements des deux raies du doublet jaune. Pour s'en assurer, il suffit de translater le miroir mobile, ce qui doit augmenter le contraste. Si rien ne change, le problème est dû à un angle résultant entre les miroirs.

(2). Le laser, lui, l'est.

2.3.3 Optimisation du réglage : minimisation de l'angle de coin d'air résultant

L'angle de coin d'air obtenu par la méthode précédente est très faible, mais pas tout à fait nul. Cela risque de perturber certaines expériences nécessitant d'explorer une large gamme de différences de marche, par exemple celles de spectroscopie. Il est alors nécessaire d'optimiser le réglage.

- ✂ Translater le miroir mobile de façon à observer deux ou trois anneaux sur l'écran. Placer un dépoli devant la lampe spectrale, enlever la lentille de projection, et regarder directement dans l'interféromètre sans accommoder.
- ✂ Hoher la tête successivement dans deux directions perpendiculaires (faire « oui » puis « non » de la tête). Toucher avec beaucoup de délicatesse aux vis de réglage fin. L'angle de coin d'air est minimum lorsque les anneaux ne défilent plus lors des hochements de tête. En pratique, cela se repère par la conservation du nombre d'anneaux visibles et surtout la couleur du centre de la figure d'interférences.

Le centre des anneaux suit les mouvements de tête. Pour que les effets soient bien visibles, faire des mouvements d'une amplitude raisonnable.

2.3.4 Approche du contact optique, teinte plate de la lampe spectrale

- ✂ Faire rentrer les anneaux vers leur centre. Le rayon des anneaux augmente jusqu'à devenir plus grand que la tache lumineuse sur l'écran. Lorsque l'on observe une couleur uniforme sur l'écran, identique à celle de la lampe, l'interféromètre est très proche du contact optique. Cette couleur est appelée *teinte plate de la lampe*.

Avant toute nouvelle modification du montage, il est chaudement recommandé de noter la position du miroir mobile lue sur le vernier. Cela permettra de retrouver facilement la proximité du contact optique en cas de fausse manœuvre ultérieure.

2.3.5 Repérage exact du contact optique à l'aide des teintes de Newton

La précision sur le repérage du contact optique obtenue à l'aide d'une lampe spectrale peut être améliorée car il est impossible à l'œil de repérer la teinte plate de façon parfaite. En utilisant le caractère temporellement moins cohérent de la lumière blanche, les nuances de couleur sont visibles à l'œil pour des différences de marche infimes, permettant une détermination quasi-parfaite du contact optique. Néanmoins, observer la teinte plate de la lumière blanche nécessite un réglage extrêmement précis de l'interféromètre.

- ✂ Remplacer la lampe spectrale par une lampe quartz-iode. Faire converger la lumière sur les miroirs.

🔥🔥🔥 **Attention !** Penser absolument à ajouter un filtre anti-calorique au montage, et ce *avant* d'allumer la lampe quartz-iode.

- ✂ Toucher avec les plus grandes précautions à la vis de translation. Tourner dans un sens, puis dans l'autre si besoin. On doit observer sur l'écran des teintes colorées presque uniformes : ce sont les teintes de Newton. Le contact optique est atteint lorsque la teinte plate de la lumière blanche est visible sur l'écran.

L'interféromètre est désormais réglé au contact optique en lame d'air.

La distinction entre la teinte plate et le blanc d'ordre supérieur se fait en touchant le chassis de l'interféromètre, ce qui a pour effet de modifier très légèrement la différence de marche. S'il apparaît des teintes colorées très vives, alors le blanc correspond à la teinte plate. Au contraire, si la couleur ne change pas ou est peu marquée, le blanc est du blanc d'ordre supérieur, signe que l'interféromètre n'est pas réglé au contact optique.

2.4 Réglage de l'interféromètre en coin d'air

2.4.1 Réglage avec un laser

Partons de la situation décrite section 2.2.3.

- ✂ Quelle que soit la figure observée sur l'écran, utiliser la vis de translation (T) pour faire défiler les anneaux ou les portions d'anneaux vers leur centre de courbure, ce qui a pour effet de déplacer le centre de courbure et de l'éloigner du centre de l'écran. Lorsque le centre est nettement sorti de l'écran, cesser la translation et utiliser les vis de réglage grossier (G_1) et (G_2) pour augmenter l'interfrange.
- ✂ Répéter en alternance ces deux étapes jusqu'à n'observer plus que quelques franges rectilignes sur l'écran. L'interféromètre est alors prêt pour être utilisé avec une lampe spectrale.

L'étape de translation n'est pas nécessaire, mais plus pratique. Elle a l'inconvénient d'éloigner l'interféromètre du contact optique.

2.4.2 Réglage avec une lampe spectrale

- ✂ Remplacer le laser par une lampe spectrale. À l'aide d'un condenseur, rendre le faisceau incident aussi parallèle que possible. Former ensuite l'image des miroirs sur l'écran à l'aide d'une lentille de projection. On observe sur l'écran des franges rectilignes.

La lampe étant une source étendue, il n'est pas possible de former un faisceau parfaitement parallèle. Un bon compromis est de régler le condenseur de sorte que l'image de l'ampoule de la lampe apparaisse sur la lentille de projection, ce qui assure par ailleurs qu'elle ne gêne pas l'observation des franges.

Rappelons que pour former une image réelle d'un objet réel avec une lentille de focale f' , la distance entre objet et image doit être supérieure à $4f'$. Attention donc au choix de la lentille de projection. Pour être sûr de bien former l'image des miroirs, on peut placer devant un miroir un papier optique nettoyant et en former l'image sur l'écran.

- ✂ Jouer sur les vis de réglage fin pour remarquer leur rôle dissymétrique. Interpréter.

2.4.3 Repérage exact du contact optique en lumière blanche

Pour que cette étape du réglage puisse être réussie, il est nécessaire que l'interféromètre soit déjà très proche du contact optique. Il est donc nécessaire de s'en être assuré en observant la teinte plate d'une lampe spectrale, voir section 2.3.4, puis d'être passé en coin d'air **sans chariotter**.

- ✂ Toucher délicatement à la vis de translation. Tourner dans un sens, puis dans l'autre si besoin. On observe sur l'écran des franges rectilignes colorées, formant une figure symétrique de part et d'autre d'une frange centrale noire ou blanche. Centrer cette frange sur l'écran, elle est le lieu du contact optique.

L'interféromètre est désormais réglé au contact optique en coin d'air.

2.5 Passage d'une configuration à l'autre

2.5.1 Passage de la lame d'air au coin d'air

Il est nécessaire que l'interféromètre soit réglé au voisinage du contact optique, mais la précision obtenue avec la teinte plate de la lampe spectrale suffit.

- ✂ Commencer par modifier l'éclairage des miroirs et le système de projection. Tourner une des vis de réglage grossier pour imposer un angle entre les miroirs.
- ✂ On observe sur l'écran des franges rectilignes, verticales ou horizontales en fonction de la vis qui a été tournée. L'interféromètre est alors dans une configuration proche de celle qu'il aurait à la fin de la section 2.4.2, la proximité du contact optique étant a priori meilleure.

2.5.2 Passage du coin d'air à la lame d'air

- ✂ Jouer sur les vis de réglage fin pour placer les franges horizontalement ou verticalement. Repérer la vis permettant de modifier l'interfrange. Jouer ensuite sur les vis de réglage grossier pour faire diverger l'interfrange, jusqu'à n'obtenir plus qu'une teinte uniforme sur l'écran.
- ✂ Changer l'éclairage des miroirs et le système de projection.
- ✂ On doit alors observer sur l'écran ou bien un ou deux anneaux, ou bien une teinte plate de lampe spectrale, ou bien des teintes de Newton en lumière blanche. L'interféromètre est alors dans une configuration identique à celle qu'il aurait à la fin des étapes 2.3.4 ou 2.3.5.
- ✂ Si la lampe utilisée est une lampe spectrale, traduire légèrement le miroir mobile de façon à observer deux ou trois anneaux sur l'écran. Jouer sur la vis de réglage fin précédemment repérée pour optimiser le contraste des anneaux observés, ce qui annule du mieux possible l'angle de coin d'air.

2.6 Cohérence temporelle

Une fois l'interféromètre réglé en coin d'air et lumière blanche, l'étude est très simple.

- ✂ Ajouter une roue de filtre interférentiels, et mesurer l'interfrange pour différentes longueurs d'ondes. Vérifier la formule théorique par une régression linéaire et interpréter la pente.

Une telle méthode permet de mettre en évidence l'existence d'un blanc d'ordre supérieur, c'est-à-dire un blanc interprété comme tel par l'œil mais dû au recouvrement des systèmes de franges de chaque longueur d'onde. Duffait propose de le mettre en évidence à l'aide d'un PVD [10, p. 87]. Vous êtes invités à faire cette expérience, qui permet de plus d'anticiper (ou de réviser) le TP *Spectroscopie* sur l'observation de spectres.

Une expérience un peu anachronique à ce stade mais instructive sur la physique des lampes à vapeur consiste à se placer à environ 2 mm du contact optique et à éclairer l'interféromètre avec une lampe spectrale haute pression froide (éteinte depuis un moment). Allumer la lampe et observer l'apparition des anneaux avec un fort contraste, puis une diminution progressive du contraste. Interpréter, si besoin

2.7 Cohérence spatiale

Le protocole proposé ci-dessous est voisin de celui suggéré par Duffait [10, p. 83]. Sextant [1, p. 162] propose un protocole sans doute plus pédagogique pour étudier la localisation des figures d'interférence, mais l'expérience proposée est malheureusement très peu lumineuse.

- ✂ Se placer en coin d'air en lumière blanche (éventuellement avec un filtre coloré).
- ✂ Diaphragmer la source qui éclaire les miroirs (faire converger la lumière de la QI sur une fente de largeur variable placée parallèlement aux franges du coin d'air).
- ✂ Quand la fente est fine, il est possible d'enlever la lentille de projection, ce qui revient à ne plus observer la surface de localisation. En élargissant la fente, on observe d'abord un brouillage des franges puis une réapparition en contraste faible et inversé. Lorsque la fente est large ou absente, il faut replacer la lentille de projection : la localisation des franges est liée à la taille de la source.

La localisation peut être testée de même dans une configuration en lame d'air. Néanmoins, la localisation est plus stricte en coin d'air qu'en lame d'air : l'expérience est donc plus spectaculaire dans la première des deux configurations.

3 Interférences en lumière polarisée

En plus de la cohérence spatiale et de la cohérence temporelle, il existe un troisième type de cohérence, la *cohérence de polarisation*.

Deux expériences sont possibles pour la mettre en évidence. La première utilise un interféromètre de Michelson, son protocole étant donné par Sextant [1, p. 165]. Une expérience voisine et un peu plus simple à mettre en œuvre peut être réalisée sur une petite table optique : le protocole est alors donné par Duffait [10, p. 56]. Enfin, le département possède un interféromètre de Mach-Zehnder, donc le réglage repose sur le même principe que celui de la table optique, mais qui est d'utilisation plus pratique. Il s'agit d'éclairer l'interféromètre à l'aide d'un laser, de faire se recouvrir les faisceaux passés par chacune des voies, et d'agrandir le champ d'interférences en le projetant sur un écran à l'aide d'un objectif de microscope.

- ✂ Vous êtes invités à monter l'une de ces deux expériences en vous référant au livre adéquat.

Pour l'expérience utilisant un Michelson, il est possible d'utiliser les miroirs de Caliens en les maintenant avec des pinces. Les polariseurs n'étant pas plans, l'expérience doit absolument être menée en coin d'air avec observation au bon endroit (sur le coin d'air, donc sur les polariseurs) car les franges sont localisées.

Pour l'expérience utilisant une table optique, une diapositive spéciale a été conçue, contenant deux demi-polariseurs dont les axes passants sont gradués. Elle est rangée dans l'un des deux classeurs bleus.

Ces deux expériences permettent de mettre en évidence deux résultats majeurs, historiquement dus à Fresnel et Arago :

- ▷ deux ondes polarisées orthogonalement ne peuvent interférer ;
- ▷ l'observation d'interférences avec un interféromètre dont les voies sont polarisées orthogonalement puis projetées sur une polarisation intermédiaire ne peut se faire que si la source est également polarisée.

4 D'autres expériences relativement simples (en seconde lecture)

4.1 Les anneaux de Newton

Lorsque deux dioptries sont séparés d'une fine épaisseur e , des interférences entre la lumière réfléchie par ces deux surfaces peuvent être observées. Le déphasage est alors de e/λ lorsque l'éclairage est sous incidence normale et l'on parle de franges d'égale épaisseur. Lorsque l'un des dioptries est sphérique et l'autre plan, on observe des anneaux centrés sur le point de contact entre les surfaces, dits anneaux de Newton. L'expérience est proposée par Duffait [10, p. 55], auquel vous êtes invités à vous référer.

4.2 Irisations d'un film de savon

- ☞ Éclairer un film de savon à 45° en lumière blanche parallèle (on veut observer des franges d'égale épaisseur). Observer simultanément le film en réflexion et en transmission à l'aide de deux lentilles.

Recette pour réaliser un liquide pour film de savon : un volume de liquide vaisselle, un volume de glycérol, huit volumes d'eau.

- ☞ Lorsque le film est encore épais, on n'observe pas de teintes. Intercaler un filtre interférentiel pour observer les interférences en lumière monochromatique. Quelle était la nature du blanc observé précédemment ? Comparer le contraste en réflexion et en transmission. Expliquer.
- ☞ Lorsque les franges deviennent larges, repasser en lumière blanche. On observe alors les teintes de Newton. En déduire une mesure de l'épaisseur du film. Quelle est la dernière teinte observée en réflexion avant la rupture du film ?

5 Interféromètre de Fabry-Pérot (en seconde lecture)

L'analyse théorique du Fabry Pérot se trouve par exemple dans les livres de R. Taillet [23, p. 108] et S. Houard [15, p. 235]. Une description de l'appareil et un protocole de réglage sont proposés par Sextant [1, p. 243] comme par Duffait [10, p. 91].

5.1 Principe

Il s'agit d'un interféromètre à ondes multiples formé par une cavité à faces parallèles. Pour que les ondes successives qui interfèrent puissent avoir des amplitudes comparables, le facteur de réflexion R sur les faces de l'appareil doit être proche de 1. Ceci permet de n'avoir de la lumière en sortie de l'appareil que dans certaines directions privilégiées, et cela avec une très grande finesse. On distingue les cavités étalon pour lesquelles la distance e entre les lames est fixe de l'interféromètre de Fabry-Pérot équipé d'un vernier permettant de translater une lame par rapport à l'autre.

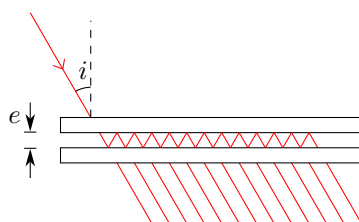


Figure 3 – Principe de l'interféromètre de Fabry-Pérot.

L'ordre d'interférence au centre (pas nécessairement entier) est noté

$$P = \frac{2e}{\lambda} = P_0 + \epsilon, \quad 0 \leq \epsilon < 1. \quad (1)$$

Les anneaux se trouvent aux incidences i telles que $2e \cos i = p\lambda$, le k^e anneau correspondant à l'ordre d'interférence $p = P_0 - k$. On en déduit pour i petit :

$$i_k = \sqrt{\frac{\lambda(k + \epsilon)}{e}}. \quad (2)$$

5.2 Réglage de l'appareil

Le réglage du Fabry-Pérot consiste à avoir le parallélisme le meilleur possible entre les faces. Pour cela on dispose en général de quatre vis : deux vis de réglage grossier et deux vis de réglage fin.

On commence par régler l'appareil avec un laser.

☛☛☛ **Attention !** Prendre les précautions usuelles lors de l'utilisation d'un laser : ne pas regarder directement le faisceau, empêcher le faisceau de quitter la paillasse (avec des écrans), éteindre ou obturer le laser lorsqu'il n'est pas utilisé, en particulier quand vous quittez la salle.

- ☞ Diriger le faisceau en incidence normale sur le Fabry-Pérot.

On voit plusieurs taches brillantes correspondant aux réflexions multiples sur les faces qui pour l'instant présentent un petit angle entre elles.

- ☞ Agir sur les vis de réglage grossier pour faire se confondre ces images.

| Il existe également des images parasites provenant de réflexions sur les faces avant du Fabry-Pérot (ces faces avant sont prismatiques pour diminuer le phénomène).

- ✂ Placer un écran diffusant devant le faisceau et une lentille de projection derrière le Fabry-Pérot. On doit voir des franges que l'on écarte avec les vis de réglage grossier jusqu'à avoir des anneaux très fins.

| Il est possible que ces anneaux soient déjà visibles si le réglage précédent était déjà très bon.

- ✂ Remplacer le laser par une lampe à vapeur de sodium, en gardant l'écran diffusant, et enlever la lentille de projection dans un premier temps. En regardant à travers le Fabry-Pérot, on voit normalement un système d'anneaux. En déplaçant la tête vers l'une des vis de réglage, on voit ce système évoluer, signe que le parallélisme n'est pas satisfaisant (l'épaisseur de la lame d'air n'est pas constante sur tout le champ).
- ✂ Agir alors sur la vis de réglage fin pour que le système n'évolue plus (il faut en général serrer cette vis si les anneaux sortent). Répéter l'opération avec la deuxième vis. Comme les deux vis sont à 120° l'une de l'autre, le réglage de l'une influe sur l'autre.
- ✂ Reprendre donc le réglage de la première vis puis de la deuxième jusqu'à ce que le système d'anneaux n'évolue plus quelque soit le sens dans lequel on bouge la tête.
- ✂ Replacer alors la lentille de projection. On doit voir apparaître un système d'anneaux sur l'écran.

5.3 Caractérisation de l'appareil

5.3.1 Finesse

La finesse F caractérise l'épaisseur des anneaux. Elle est définie comme le rapport entre le décalage entre deux anneaux successifs et la largeur à mi-hauteur d'un anneau. On peut montrer que $F = \pi \sqrt{\frac{R}{1-R}}$: vérifier cette formule (chercher la valeur annoncée de R dans les notices).

5.3.2 Variation du rayon des anneaux

En utilisant une barette de capteurs CCD (Caliens), faire un enregistrement du système d'anneaux obtenus avec un laser. Comment peut-on vérifier que l'on mesure bien le rayon des anneaux avec la barette CCD, c'est-à-dire que la barette est bien dirigée suivant un diamètre ? Vérifier que le carré du rayon des anneaux suit une progression arithmétique.

5.3.3 Détermination de l'épaisseur d'un étalon

L'utilisation de l'interféromètre de Fabry-Pérot n'a de sens que si l'on connaît son épaisseur avec une précision inférieure à la longueur d'onde étudiée, autrement dit si l'on connaît la partie entière de l'ordre d'interférence. La mesure de l'excédent fractionnaire ϵ permet ensuite de déterminer une longueur d'onde très précisément⁽³⁾. La première étape consiste à avoir une valeur approchée de l'épaisseur de la cavité : pour l'interféromètre on la lit sur le vernier, pour l'étalon il faut consulter la notice⁽⁴⁾. On a alors l'ordre à ± 5 près en général. Ensuite, en utilisant les raies d'une lampe Hg-Cd, on mesure les excédents fractionnaires de chaque raie. Des dix valeurs possibles de l'ordre au centre, une seule donnera les bons excédents fractionnaires pour chaque raie. Si l'on arrive à mesurer cet excédent au dixième près, on a alors l'épaisseur de l'étalon au dixième de longueur d'onde près.

(3). En effet, si l'ordre d'interférence est de l'ordre de 10^4 , ce qui correspond à une épaisseur e de quelques mm, une mesure de ϵ au centième permet de connaître λ à 10^{-9} en erreur relative, soit à 0.0005 nm près.

(4). S'il n'y en a pas, il faut le démonter et mesurer les cales au palmer. Demander de l'aide aux encadrants ou aux techniciens.

TP 3 – Mesures interférométriques

Objectifs

Ce TP traite de l'utilisation des interférences en métrologie, où elles permettent d'atteindre d'excellentes précisions. Les objectifs du TP consistent à

- ▷ utiliser un interféromètre pour mesurer une épaisseur optique ;
- ▷ mesurer la largeur spectrale d'une raie par transformée de Fourier ;
- ▷ utiliser des interférences à ondes multiples pour améliorer la précision des mesures spectroscopiques ;
- ▷ caractériser le spectre d'un laser ;
- ▷ au passage, améliorer sa dextérité pour régler un interféromètre de Michelson.

Outre les montages d'optique pure, ce TP vous servira pour préparer les montages MP 26 (Mesure de longueur) et MP 31 (Résonance).

☞ ☞ ☞ **Attention !** L'interféromètre de Michelson est un outil de précision, fragile et coûteux. Il doit donc être manipulé avec soin : ne pas toucher les miroirs ou la séparatrice-compensatrice, ne pas faire subir de choc à l'appareil, utiliser un filtre anticalorique avec les lampes QI.

1 Mesure d'indices et d'épaisseurs

Les mesures interférométriques permettent de mesurer une différence de chemin optique, qui tient donc compte à la fois des distances géométriques et des indices optiques. En conséquence, il est impossible d'en déduire l'un sans connaître l'autre.

1.1 Mesure de l'épaisseur d'une lame de verre

L'objectif est de mesurer l'épaisseur optique d'une lame de verre, de type lamelle couvre-objet de microscope, avec un interféromètre de Michelson. L'expérience présentée est très classique, mais souvent mal exploitée. Dans une version naïve, elle ne permet pas d'utiliser la précision permise par les interférences.

1.1.1 Version naïve

Cette exploitation naïve de l'expérience est proposée par exemple par Duffait [10, p. 88], mais les remarques qu'il soulève sur l'observation de franges secondaires et la dispersion sont très intéressantes : allez les lire !

☞ Régler l'interféromètre en configuration coin d'air en lumière blanche. En noter la position.

☞ Intcaler une lame de verre fine dans un des bras : on perd les franges irisées.

Les lamelles sont rangées dans le placard de la salle d'optique, ainsi qu'un bloc métallique adapté pour les fixer à la bonne hauteur.

☞ Les retrouver en chariotant : mesurer le déplacement à l'aide du vernier. En déduire l'épaisseur optique de la lame, produit de son indice optique n par son épaisseur e . Connaissant l'indice du verre constituant la lame (le chercher dans les notices), en déduire l'épaisseur e de la lame.

Il est nécessaire de connaître avec précision l'indice de la lame pour espérer avoir une précision acceptable.

Estimer l'incertitude sur la mesure de l'épaisseur (pour simplifier, vous pouvez considérer que l'indice optique est connu parfaitement). **Une telle mesure n'est pas plus précise qu'une mesure simple au palmer.** En effet, dans les deux cas, l'épaisseur se lit sur un vernier de précision comparable. Réfléchir au rôle joué par les interférences dans le protocole décrit : elles servent à repérer le début et la fin du décompte de longueur, mais pas d'étalon (l'étalon de mesure est ici la graduation du vernier). En fait, cette mesure n'est pas une mesure interférométrique.

1.1.2 Version optimisée

Pour exploiter pleinement la puissance des mesures interférométriques, le protocole précédent doit être amélioré. À la connaissance de l'auteur de ce paragraphe, un tel protocole ne se trouve pas dans les livres d'usage courant en prépa agrég. Ceux qui souhaitent plus de précision peuvent se reporter au poly du MP 26 (Mesure de longueurs) édition 2013-2014.

- ✂ À l'aide d'une lame semi-réfléchissante, envoyer simultanément dans l'interféromètre de Michelson le faisceau d'un laser et celui de la lampe QI, de telle sorte que les deux figures d'interférences soient visibles et distinctes sur l'écran. Faire très attention aux réflexions parasites avec le laser.
- ✂ Comme précédemment, chariotter le miroir doucement (il peut être plus pratique d'utiliser le moteur dont sont munis les Michelson). Utiliser les interférences en lumière blanche comme repérage du contact optique avant et après l'ajout de la lame, mais compter le nombre de franges laser qui défilent.

Justifier alors que l'épaisseur de la lame est connue avec une précision de l'ordre de la demi-longueur d'onde du laser. En pratique, ce protocole est « trop bon » pour la lame étudiée : pourquoi ?

1.1.3 Version spectrométrique

On peut aussi exploiter le spectre cannelé du blanc d'ordre supérieur (avec et sans lame) pour mesurer l'épaisseur optique d'une lame, et donc son épaisseur si l'indice est connu. Avec un spectromètre numérique, cette méthode est très rapide. Néanmoins, il n'existe à la connaissance de l'auteur pas de livre usuel contenant le protocole de cette expérience : référez-vous au poly du MP 26 (Mesure de longueurs) de l'année 2015.

- ✂ Déplacer le chariot de l'interféromètre à mi-chemin entre le contact optique (sans lame) et le « contact optique avec lame ».
- ✂ Enregistrer le spectre cannelé du blanc d'ordre supérieur avec la lame et sans la lame.
- ✂ À partir des longueurs d'ondes des minima (ou des maxima) successifs des deux spectres cannelés au voisinage d'une longueur d'onde λ_0 et de l'indice du verre $n(\lambda_0)$, déterminer l'épaisseur de la lame.

1.1.4 Défauts de surface

L'expérience d'étude des défauts de surface est proposée par Sextant [1, p. 150]. Vous êtes invités à vous y référer pour bien comprendre l'expérience.

- ✂ Régler l'interféromètre en lame d'air sur la teinte plate d'un laser élargi.
- ✂ Insérer la lamelle dans un des bras de l'interféromètre, et former son image sur un écran de projection.

Justifier qu'on observe alors les franges d'égale épaisseur d'un coin d'air déformé engendré par les défauts de planéité de la lame. Estimer l'ordre de grandeur de ces défauts.

1.2 Visualisation d'écoulement dans un gaz (en seconde lecture)

- ✂ Régler l'interféromètre en lame d'air, au contact optique et en lumière blanche. Intercaler un briquet (éteint) dans un des bras de l'interféromètre.
- ✂ Faire son image à l'aide d'une lentille, et laisser couler un peu de gaz : la grande sensibilité de la teinte plate permet de voir les moindres variations d'indice.

1.3 Mesure de l'indice d'un gaz (en seconde lecture)

L'indice d'un solide se mesure généralement au goniomètre. Il est en revanche pertinent d'utiliser l'interférométrie pour mesurer l'indice de l'air.

- ✂ Régler l'interféromètre afin d'observer les franges d'égale épaisseur d'une lampe à vapeur de sodium.
- ✂ Intercaler une cellule transparente dans un des bras du Michelson et retrouver les franges.
- ✂ Faire le vide dans la cellule (0.5 bar suffisent). Les franges se déplacent.
- ✂ Rétablir progressivement la pression atmosphérique et compter les franges qui défilent.
- ✂ Connaissant la longueur d'onde du doublet du sodium et l'épaisseur de la cellule, en déduire l'indice de l'air. Comparer avec la valeur tabulée.

└ Les vibrations dues à la pompe altèrent beaucoup la qualité des figures observables.

2 Mesures spectroscopiques

La plupart des interféromètres de Michelson de la collection sont munis d'un moteur permettant de translater le miroir lentement : on l'utilisera pour compter des franges précisément, la translation se lisant ensuite sur le vernier.

2.1 Mesure d'une longueur d'onde

L'expérience est proposée par Sextant [1, p. 238]. Elle est conceptuellement importante, mais la monter ne fait pas partie des priorités du TP.

- ✂ Régler l'interféromètre de Michelson en configuration lame d'air. S'éloigner du contact optique pour obtenir des anneaux d'égale inclinaison avec la lampe étudiée.
- ✂ Mesurer le déplacement du chariot nécessaire pour faire défiler N anneaux ($N = 100$ par exemple).
- ✂ En déduire la longueur d'onde de la source. Quelle précision peut-on obtenir ? Connaissez vous une méthode plus précise ?

2.2 Écart en longueur d'onde du doublet du sodium

La couleur jaune des lampes à vapeur de sodium est due à un doublet de longueurs d'onde $\lambda_1 = 589.0 \text{ nm}$ et $\lambda_2 = 589.6 \text{ nm}$. La longueur d'onde moyenne du doublet peut être déterminée avec précision par exemple à l'aide d'un réseau, mais ce n'est pas le cas de l'écart en longueur d'onde, qui nécessite une mesure interférométrique. L'expérience est très classique et présentée dans presque tous les livres traitant d'interférences. Vous la trouverez par exemple dans celui de Sextant [1, p. 239] ou de Duffait [10, p. 76].

- ✂ Éclairer l'interféromètre par une lampe à vapeur de sodium et le régler en configuration lame d'air.
- ✂ Translater le miroir mobile de l'interféromètre pour s'éloigner du contact optique. On observe une succession de coïncidences et d'anticoïncidences. Pour avoir la meilleure précision possible, il faut observer le plus grand nombre d'anticoïncidences possible, et donc translater le miroir mobile suffisamment.
- ✂ Revenir ensuite vers le contact optique, et relever la position x_p du miroir mobile par lecture du vernier à chaque anticoïncidence p .

┆ *Les anticoïncidences sont plus faciles à repérer que les coïncidences, pourquoi ?*

- ✂ En traçant x_p en fonction de p et en connaissant la longueur d'onde moyenne λ_0 du doublet, déterminer l'écart entre les longueurs d'onde $\Delta\lambda$ en utilisant la relation suivante (que vous êtes invités à démontrer).

$$x_p = \frac{\lambda_0^2}{2\Delta\lambda} p + C^{\text{te}}. \quad (1)$$

- ✂ Comparer à la valeur tabulée. Quelle est l'incertitude sur cette mesure ? Discuter de la précision du résultat.

Lorsque l'interféromètre est très loin du contact optique, le contraste des coïncidences diminue drastiquement. Pourquoi ?

2.3 Spectroscopie par transformée de Fourier

2.3.1 Principe

Considérons un Michelson en lame d'air éclairé par une raie (ou un doublet, par exemple celui du sodium) de nombre d'onde moyen $\sigma_0 = 1/\lambda_0$. Pour une différence de marche δ entre les deux bras, l'éclairement au centre des anneaux vaut

$$\mathcal{E}(\delta) = \mathcal{E}_0 [1 + \Gamma(\delta) \cos(2\pi\sigma_0\delta)] \quad (2)$$

Le contraste local $\Gamma(\delta)$ (correspondant à l'enveloppe) est le module de la transformée de Fourier du spectre de la source, auquel on peut donc remonter. Le principe de la spectrométrie par TF est expliqué avec beaucoup de détail et surtout d'exemples par Sextant [1, p. 232], mais vous pouvez aussi lire avec profit la présentation qu'en fait Duffait [10, p. 77].

Une telle méthode permet donc d'accéder à la largeur spectrale des raies constituant la source, et donc d'estimer sa longueur de cohérence temporelle. Par exemple, une raie gaussienne donnera un interférogramme dont le contraste en fonction du déplacement du chariot est gaussien. La largeur de cette gaussienne mesurée permet de déduire celle de la gaussienne de départ.

Le point délicat est donc de pouvoir mesurer fidèlement le contraste Γ sur une plage de différence de marche δ suffisamment grande pour que les phénomènes étudiés soient observables. Il est tentant d'utiliser cette expérience pour comparer l'élargissement spectral de lampes à vapeur de mercure haute pression et basse pression, comme propose Sextant. En pratique, cela ne marche pas très bien (parce que les raies des lampes à décharge sont peu élargies) et

nous vous suggérons de commencer par mesurer la largeur d'un filtre interférentiel (dont le spectre beaucoup plus large), et seulement ensuite de vous intéresser aux lampes spectrales.

2.3.2 Réalisation à l'aide du moteur

Ce protocole est théoriquement celui qui donne accès aux meilleurs résultats, mais il ne donne généralement pas les résultats escomptés. Il me semble toutefois important de monter cette expérience pour en comprendre le principe et les limitations.

- ✂ Régler l'interféromètre en lame d'air avec la lampe à étudier, éventuellement associée à un filtre interférentiel pour isoler une de ses raies.
- ✂ Placer un détecteur linéaire de petite surface au centre des anneaux : prendre par exemple une photodiode, le mieux est la Thorlabs à gain réglable P18.35. Préparer une acquisition de plusieurs minutes à l'aide d'un logiciel type Synchronie ou LatisPro, il peut être utile voire nécessaire d'ajouter un filtre passe-bas.
- ✂ Démarrer l'acquisition, puis allumer le moteur du Michelson pour se rapprocher du contact optique (faire rentrer les anneaux).
- ✂ Calculer une FFT à partir d'une plage pertinente du signal mesuré, et en déduire le spectre de la source en connaissant la vitesse v de déplacement du moteur qui permet de remonter à $\delta(t)$.

Faites vraiment les calculs, en réfléchissant trois fois aux facteurs 2 ! D'expérience, vous devez obtenir une valeur plausible pour la longueur d'onde moyenne, mais la largeur de raie obtenue n'a probablement aucun sens.

Pourquoi ça ne marche pas ? Plusieurs réponses sont envisageables.

- ▷ Certains moteurs ne tournent pas de manière assez régulière, et ne vérifient pas du tout $\delta \propto vt$. Leur comportement présente des fluctuations de la vitesse de translation, ce qui a pour effet d'élargir artificiellement les raies mesurées. Encore plus critique, des défauts d'axe peuvent ⁽¹⁾ empêcher la translation de se faire parallèlement à la normale au miroir : un couple parasite modifie progressivement le réglage de lame d'air en coin d'air en « tordant » le support sur lequel est monté le miroir.
- ▷ Idéalement, le détecteur placé au centre des anneaux devrait être ponctuel. Sa largeur finie provoque un élargissement effectif des raies, et on obtient une valeur aberrante, en tout cas pour les lampes basse pression (car leur largeur spectrale est du même ordre, voire petite devant cet élargissement artificiel) ⁽²⁾.

Ces deux problèmes devraient pouvoir être résolus. Il est possible d'utiliser un laser de référence et d'effectuer une « transformée de Hilbert » pour s'affranchir des fluctuations de vitesse des moteurs (voir l'article [18] du BUP 815(2)), et il est envisageable d'utiliser e.g. un capteur CCD avec des pixels assez petits pour réduire suffisamment l'élargissement artificiel des raies. L'auteur de ces lignes n'a pas encore essayé. Quoiqu'il en soit, n'essayez pas de faire ça tant que vous ne maîtrisez pas le reste des manip du TP !

2.3.3 Réalisation manuelle

Pour éviter les problèmes dus au moteur, il est possible de réaliser l'expérience à la main.

- ✂ Régler l'interféromètre en lame d'air avec la lampe à étudier, éventuellement associée à un filtre interférentiel pour isoler une de ses raies. Placer une barrette CCD, type Caliens, au centre des anneaux.
- ✂ Pour plusieurs différences de marche δ , mesurer le contraste local $\Gamma(\delta)$ à l'aide du logiciel associé à la barrette CCD. Pour cela, considérer deux anneaux brillant et sombre consécutifs :

$$\Gamma(\delta) = \frac{\mathcal{E}_{\text{brillant}} - \mathcal{E}_{\text{sombre}}}{\mathcal{E}_{\text{brillant}} + \mathcal{E}_{\text{sombre}}} \quad (3)$$

En principe, si vous avez mesuré suffisamment de points, vous pouvez faire une TF de la courbe obtenue. En pratique, il est plus raisonnable d'estimer un ordre de grandeur de sa largeur (éventuellement par un fit) et d'en déduire un ordre de grandeur de la largeur spectrale de la raie étudiée. Une solution intermédiaire consiste à calculer la transformée de Fourier du fit, ce qui ne sera probant que si le fit est de bonne qualité.

(1). Pour vérifier si c'est le cas avec votre interféromètre, vous pouvez régler l'interféromètre en coin d'air et faire défiler les franges avec le moteur. Si leur direction change (elles tournent), c'est le signe que l'axe du coin d'air n'est pas préservé par le moteur.

(2). Pour plus de détails, je vous invite à consulter le document <http://poisson.ens.fr/Ressources/documents/Spectro.pdf>.

2.3.4 Spectrométrie statique par TF (en seconde lecture)

Une très jolie expérience décrite dans le BUP 967 [12] permet de réaliser de la spectroscopie par transformée de Fourier en utilisant une barette CCD, ce qui permet d'enregistrer le spectre d'une source d'un coup (sans déplacer le chariot). L'expérience est donc nettement plus rapide ! La résolution n'est hélas pas suffisante pour étudier la largeur des raies.

3 Spectrométrie à l'aide d'une cavité d'analyse Fabry-Pérot

On se restreint ici à l'usage d'une cavité d'analyse Fabry-Pérot. Des mesures utilisant un vrai interféromètre de Fabry Pérot sont proposées section 4.

3.1 Motivations

À l'aide d'une cavité d'analyse Fabry-Pérot, il est possible de montrer qu'un laser n'émet pas une unique raie mais un spectre composé de plusieurs raies discrètes. Comme ces raies sont très rapprochées, la longueur de cohérence temporelle du laser demeure très grande, et le détail du spectre n'est pas observable avec un interféromètre de Michelson, qui ne permet pas d'atteindre des différences de marche suffisantes.

Rappelons que la longueur de cohérence temporelle est l'ordre de grandeur de la différence de marche à partir de laquelle les effets du polychromatisme se manifestent.

On utilise donc plutôt un interféromètre de type Fabry-Pérot, où les interférences à ondes multiples permettent d'obtenir une bien meilleure précision sur le spectre de la source. L'analyse théorique de l'interféromètre de Fabry-Pérot se trouve par exemple dans les livres de R. Taillet [23, p. 108] et S. Houard [15, p. 235], qui mettent tous les deux l'accent sur la spectroscopie. À propos du fonctionnement des lasers, consulter le livre de D. Dangoisse [8].

3.2 Analyse théorique

On utilise ici une cavité de marque Melles-Griot (P17.11) pour étudier les modes longitudinaux d'un laser hélium-néon. Il s'agit d'une cavité Fabry-Pérot à miroirs sphériques, comme représenté figure 1. Utilisez la notice pour comprendre comment est réalisée la cavité et comment elle est pilotée. L'expérience est décrite par Duffait [10, p. 97].

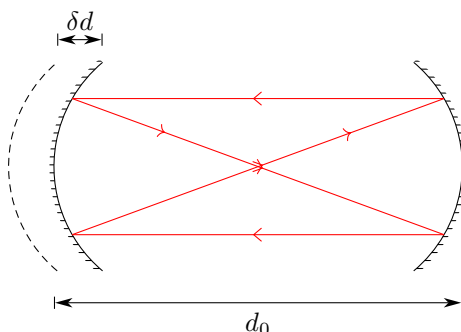


Figure 1 – Cavité d'analyse. Un des miroirs d'une cavité Fabry-Pérot est déplacé périodiquement par un actuateur piézo-électrique, ce qui modifie sa longueur.

Les foyers des deux miroirs étant confondus, on parle de cavité confocale. On envoie sur ce Fabry-Pérot une lumière à analyser, ici celle d'un laser. On peut montrer qu'un rayon lumineux quelconque dans la cavité se superpose à lui-même après deux réflexions sur chaque miroir. Il a parcouru alors une distance $4d$, où d est la distance entre les miroirs. La condition de résonance de la cavité (on parle aussi de condition d'accord de phase) s'écrit dans ces conditions

$$4d = k\lambda \quad \text{où } k \in \mathbb{N} \quad (4)$$

On fait varier la longueur de la cavité en appliquant une tension à un cristal piézo-électrique. Ces variations sont très faibles et l'on note :

$$d = d_0 + \delta d, \quad \delta d \ll d_0 \quad (5)$$

La condition de résonance n'est alors plus vérifiée pour la même longueur d'onde λ , ou pour la même valeur de l'ordre d'interférence k . En plaçant un photodétecteur en sortie de la cavité Fabry-Pérot, on reçoit un signal pour les différentes longueurs d'onde (à un ordre k donné) ou les différents ordres (à un λ donné) qui satisfont à la condition de résonance. Supposons que la condition de résonance soit vérifiée pour la distance d et la longueur d'onde λ_1 . On a $4(d_0 + \delta d_1) = k\lambda_1$. Pour l'ordre d'interférence suivant, on doit avoir une variation δd de la longueur de la cavité

telle que $4(d_0 + \delta d_1 + \delta d) = (k + 1)\lambda_1$, soit

$$\delta d = \frac{\lambda_1}{4} \quad (6)$$

En revenant à l'ordre k , on a une résonance pour une longueur d'onde λ_2 si $4(d_0 + \delta d_2) = k\lambda_2$, soit

$$\delta d_1 - \delta d_2 = \frac{k}{4}(\lambda_1 - \lambda_2) \quad (7)$$

On préfère en général travailler avec les fréquences. Les deux équations précédentes s'écrivent

$$\delta d = \frac{c}{4\nu_1} \quad \text{et} \quad \delta d_1 - \delta d_2 = \frac{kc}{4} \left(\frac{1}{\nu_1} - \frac{1}{\nu_2} \right) \quad (8)$$

Ces deux quantités sont celles que l'on peut mesurer. On ne connaît pas k , mais il est légitime de le supposer grand : on a alors $k \approx 4D/\lambda_1$. De plus, la largeur spectrale du laser étant très étroite, les différentes fréquences mesurées seront proches. Les deux équations s'écrivent donc en introduisant la fréquence moyenne $\nu = (\nu_1 + \nu_2)/2$:

$$\delta d = \frac{c}{4\nu} \quad \text{et} \quad \delta d_1 - \delta d_2 = \frac{kc}{4\nu}(\nu_2 - \nu_1) \quad (9)$$

d'où

$$\frac{\delta d_1 - \delta d_2}{\delta d} = \frac{\nu_2 - \nu_1}{c/4D} \quad (10)$$

On peut donc déterminer l'écart de fréquence entre deux modes du laser par une simple règle de trois en mesurant à l'écran de l'oscilloscope la distance entre ces deux modes et la distance entre deux pics analogues correspondant au même mode mais à deux ordres d'interférence successifs. Les écarts de distance sont proportionnels au temps car on applique une rampe de tension sur le cristal piézo-électrique. La quantité $c/4D$ est appelée étendue spectrale libre (en anglais, Free Spectral Range, soit FSR) et est une propriété de la cavité Fabry-Pérot (à chercher dans la notice).

3.3 Réalisation expérimentale

✂ Choisir un laser hélium-néon non polarisé.

✂ Aligner le laser avec la cavité d'analyse, et observer le spectre obtenu.

N'hésitez pas à consulter le livre de Duffait [10, p. 97] pour vous guider dans les interprétations.

- ▷ Expliquer la courbe en cloche dans laquelle prennent place les modes du laser.
- ▷ Si le laser est en fonctionnement depuis moins d'une heure, on observe un déplacement des modes. Quelle explication peut-on donner ?

La mesure de la largeur des pics peut se faire si celle-ci est supérieure à la résolution du Fabry-Pérot. Connaissant sa finesse, déterminer la résolution de la cavité : est-elle suffisante ? De ces analyses déduire la longueur caractéristique de la cohérence temporelle du laser étudié ($L = c/\Delta\nu$).

Pour compléter cette expérience, il est intéressant de visualiser la polarisation des modes du laser :

✂ Placer un polariseur entre le laser et la cavité Fabry-Pérot. En le tournant vous devez faire disparaître certains modes. On a généralement des polarisations rectilignes des modes, deux modes successifs étant croisés (il s'agit d'un phénomène complexe de compétition de modes, et les phénomènes ne sont pas toujours reproductibles, mais l'expérience marche généralement bien avec un laser hélium-néon rouge).

4 Mesures possibles avec un interféromètre de Fabry-Pérot (en seconde lecture)

D'autres expériences pertinentes sont possibles avec un tel interféromètre : si elles vous intéressent dans un second temps, reportez-vous comme toujours à Sextant [1, p. 252] et Duffait [10, p. 94].

- ▷ **Mesure du doublet du sodium** : Avec un interféromètre de Michelson, on peut observer un brouillage des anneaux dû à l'anticoincidence des deux systèmes donnés par chacune des raies du doublet. A-t-on le même phénomène avec l'interféromètre de Fabry-Pérot ? Comment mesurer l'écart entre les deux raies D du sodium ?
- ▷ **Mesure du rapport M_p/m_e** : En utilisant une lampe spectrale hydrogène-deutérium, on peut mesurer l'écart de longueur d'onde entre les raies de la série de Balmer de l'hydrogène et du deutérium, et en déduire le rapport M_p/m_e de la masse du proton par celle de l'électron.

TP 4 – Diffraction

Objectifs

Ce TP concerne le phénomène de diffraction et certaines de ses conséquences. L'application de la diffraction à la spectroscopie (réseau) fait l'objet du TP *Spectroscopie*. Au cours de la séance, vous devriez

- ▷ caractériser les deux régimes de Fraunhofer et de Fresnel pour la diffraction par une pupille simple ;
- ▷ les étudier quantitativement ;
- ▷ caractériser l'influence du nombre d'objets diffractants dans le régime de Fraunhofer ;
- ▷ illustrer les propriétés de la diffraction de Fraunhofer en lien avec la transformation de Fourier.

1 Différents régimes de diffraction

1.1 Nombre de Fresnel

Pour caractériser les différents régimes de diffraction, trois longueurs caractéristiques représentées figure 1 entrent en jeu : la taille caractéristique de l'objet diffractant a , la longueur d'onde λ et la distance D entre la pupille diffractante et l'écran d'observation.

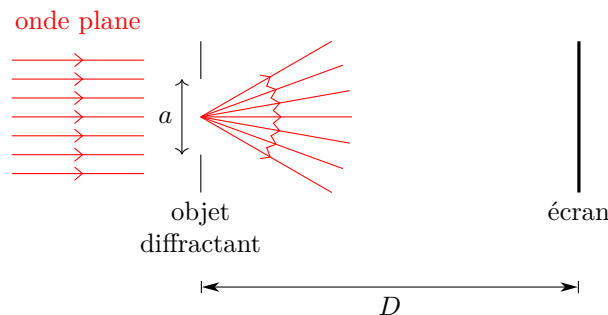


Figure 1 – Échelles caractéristiques en diffraction.

On peut construire à partir de ces grandeurs caractéristiques un nombre sans dimension appelé **nombre de Fresnel**, défini⁽¹⁾ comme

$$\mathcal{F} = \frac{a^2}{D\lambda} \quad (1)$$

Mathématiquement, \mathcal{F} représente l'ordre de grandeur des termes d'ordre 2 dans le développement de la phase dans le principe de Huygens Fresnel. Plus de détails à ce sujet sont donnés dans les livres de R. Taillet [23, p. 130] et S. Houard [15, p. 301]. Selon la valeur de ce nombre, on distingue deux régimes limites diffraction :

- ▷ si $\mathcal{F} \ll 1$ la diffraction est dite en champ lointain ou en régime de Fraunhofer ;
- ▷ si $\mathcal{F} \gg 1$ la diffraction est dite en champ proche ou en régime de Fresnel.

Rappelons que la diffraction de Fraunhofer ne se limite pas au cas d'école de l'observation à l'infini, mais est également celle qui est observée au voisinage des images géométriques. Ce dernier point lui confère une grande importance pratique.

1.2 De Fresnel à Fraunhofer

L'expérience présentée ici est décrite par Sextant [1, p. 141] : reportez-vous au livre pour les détails du protocole et le schéma de l'expérience.

- ✂ Former une source quasi-ponctuelle en faisant converger un faisceau laser avec une lentille de courte focale ou un objectif de microscope comme représenté figure 2. À l'aide d'une lentille de plus grande focale (de l'ordre de 30 cm), former l'image du point source sur un écran.
- ✂ Placer une fente réglable juste derrière la deuxième lentille et la fermer jusqu'à obtenir une figure de diffraction bien étalée : il s'agit de la figure de diffraction de Fraunhofer. Comme signature caractéristique, déplacer la fente dans son plan : la figure de diffraction n'est pas modifiée.

(1). Il s'agit d'une définition qualitative en ordre de grandeur : il en est généralement nécessaire de spécifier la définition au cas particulier étudié.

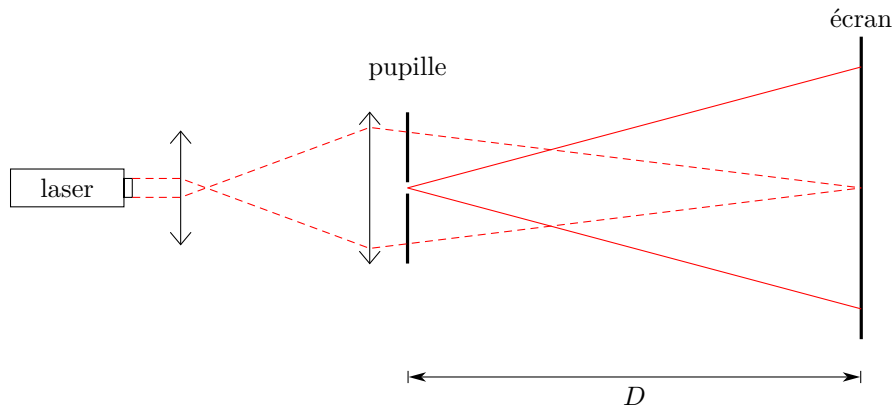


Figure 2 – Diffraction à partir d’une source quasi-ponctuelle. La source quasi-ponctuelle est fabriquée en faisant converger un faisceau laser à l’aide d’une lentille de courte focale.

Ce résultat est caractéristique de la diffraction de Fraunhofer. Pour le comprendre qualitativement, se rappeler que cette dernière a lieu à l’image géométrique de la source, qui n’a pas bougé.

- ✂ Rapprocher l’écran de la fente. Au bout de quelques centimètres, l’invariance par translation de la fente n’est plus vérifiée. Encore plus près, des franges sombres finissent par apparaître dans la tâche centrale. On a alors atteint le régime de diffraction de Fresnel : la figure de diffraction prend place à l’intérieur du faisceau géométrique, et les propriétés d’invariance par translation de la fente ne sont pas non plus vérifiées.
- ✂ En déplaçant l’écran dans l’autre sens, on repasse dans le régime de Fraunhofer, puis de nouveau dans le régime de Fresnel une fois l’image du point source dépassée.

2 Diffraction de Fresnel

Duffait [10, p. 59] propose une étude quantitative de la figure de diffraction de Fresnel par une ouverture circulaire. Reportez-vous au livre pour monter et comprendre l’expérience. Attention, les notations qu’il utilise diffèrent de celles de la section 1. L’indice k qu’il utilise correspond au nombre de Fresnel introduit précédemment : vous en avez là une interprétation plus physique, en termes de zones de Fresnel.

- ✂ Réaliser le montage de la figure 26 du livre de Duffait [10, p. 59], mais sans la lentille L_3 qui a le mérite de grossir la figure de diffraction mais le gros inconvénient de compliquer les manipulations. La lentille L_2 joue le rôle de *lentille de projection* : à quoi cela correspond-il ? Au besoin, demandez à un encadrant.

Deux points sont critiques pour la réussite de l’expérience. Le premier est la qualité du trou utilisé comme pupille diffractante, qui doit avoir des bords parfaitement nets. Le second est la qualité de l’alignement du faisceau laser, du trou et du lieu d’observation. L’utilisation d’un banc optique est incontournable pour la bonne réussite de l’expérience.

- ✂ Faire varier la distance d’observation b en déplaçant la lentille L_2 . Remarquez que le centre de la figure de diffraction passe en alternance de sombre à brillant.

La relation entre lieu d’observation, position de la lentille et écran découle immédiatement de la relation de conjugaison. Déplacer l’écran en laissant la lentille fixe produirait le même effet que déplacer la lentille sans toucher à l’écran.

- ✂ À l’aide d’une régression linéaire, vérifier la relation donnée par Duffait. Connaissant la longueur d’onde du laser, en déduire le rayon du trou et la distance source-trou.

L’expérience donne habituellement des résultats convenables : si les ordres de grandeurs sont aberrants, vérifiez les calculs.

3 Diffraction de Fraunhofer

3.1 Diffraction par une fente ou un trou circulaire

L'expérience proposée ici est décrite par Sextant [1, p. 109]. Elle est décrite avec une fente fine, mais si vous préférez vous pouvez tout aussi bien utiliser un trou.

- ✂ Avec un laser, former un point source et son image sur un écran de la même façon que pour l'expérience présentée section 1.2, voir figure 2. Placer une fente réglable, idéalement en largeur et en orientation, contre la lentille.
- ✂ Mettre en évidence les propriétés de la diffraction de Fraunhofer : la figure de diffraction s'étale quand on ferme la fente, est perpendiculaire à cette dernière (faire tourner la fente) et elle est sensible à la translation du point source mais pas à celle de la fente diffractante. Interpréter ces résultats à l'aide des propriétés de la transformée de Fourier.

Rappelons que l'éclairement d'une figure de diffraction de Fraunhofer correspond au module carré de la transformée de Fourier spatiale de la fonction de transparence de l'objet diffractant. C'est une conséquence du principe de Huygens Fresnel dans la limite de Fraunhofer. Pour des rappels rapides, reportez-vous au livre de Sextant [1, p. 105]. Pas de panique si vous avez besoin de « rappels » plus conséquents, ils seront traités en cours. Vous pouvez aussi vous reporter au livre de E. Hecht [14, ch. 10 et 11], qui présente toutefois l'inconvénient d'être très mathématique.

- ✂ Vérifier que la figure de diffraction vérifie la forme théorique attendue, par exemple en repérant les positions des minima d'intensité.

L'étude quantitative est à mener seulement si vous avez le temps : les expériences suivantes sont plus importantes. Pour avoir de beaux résultats dans l'étude quantitative, il est chaudement conseillé de remplacer la fente réglable par une fente déjà montée sur un support et dont la taille est indiquée. Ces fentes sont de bien meilleure qualité car fabriquées spécialement pour l'étude de la diffraction.

Rappelons que pour une abscisse X sur l'écran comptée par rapport à l'image géométrique de la source et les notations définies section 1.1, l'éclairement diffracté par une fente est

$$\mathcal{E}(X) \propto \text{sinc}^2 \left[\frac{\pi a X}{\lambda D} \right] \quad (2)$$

3.2 Théorème de Babinet (en deuxième lecture)

Le théorème de Babinet stipule que les figures de diffraction de deux objets complémentaires sont les mêmes excepté à l'image géométrique de la source. Sextant [1, p. 112] indique comment illustrer quantitativement ce théorème.

- ✂ Illustrer le théorème à l'aide de diapositives représentant un trait opaque et la fente complémentaire.

En pratique, les figures de diffraction diffèrent non seulement à l'image géométrique, mais aussi un peu autour. Pourquoi ?

3.3 Diffraction par plusieurs objets identiques

Un cas important de diffraction est celui d'une pupille composée de plusieurs motifs identiques. La répartition des motifs joue alors un rôle clé, puisque la figure de diffraction est issue des interférences des ondes diffractées par chaque motif individuel.

3.3.1 Mise en évidence du phénomène

Commençons par illustrer ces interférences. Sextant [1, p. 115] propose de faire l'expérience avec une bifente (fentes d'Young), mais je pense qu'elle est plus spectaculaire avec deux trous (trous d'Young) car les figures de diffraction et d'interférences n'ont pas les mêmes symétries, ce qui permet de distinguer aisément où intervient chaque phénomène.

- ✂ Partir du montage représenté figure 2 pour former la figure de diffraction par un puis deux trous. Interpréter (a) en termes d'interférences, (b) de transformée de Fourier et (c) de facteur de forme et de structure.

Au besoin, vous pouvez vous aider des explications de Sextant [1, p. 115] pour l'interprétation.

3.3.2 Les objets sont répartis régulièrement

- ✂ Répéter l'expérience avec quelques fentes et/ou quelques trous. Interpréter en termes de facteur de forme et de structure. Comparer les amplitudes relatives des maxima principaux et secondaires.

Des schémas représentant l'éclairement sur l'écran sont donnés par Duffait [10, p. 61]

- ✂ Au passage, vérifier que la signature caractéristique de la diffraction de Fraunhofer est (heureusement) préservée : la figure est insensible à une translation de l'objet diffractant dans son plan.
- ✂ Dans la limite où le nombre de fentes devient grand, on parle d'un réseau de diffraction. Vérifier que seuls les maxima principaux sont visibles.

L'étude exhaustive des réseaux de diffraction faisant l'objet d'une partie du TP Spectroscopie, nous n'y passons pas plus de temps ici.

3.3.3 Les objets sont répartis aléatoirement

On propose ici d'étudier la diffraction par une poudre de lycopodes. Les lycopodes sont une famille de plantes ⁽²⁾ dont les spores ont un diamètre typique de 20 μm . L'expérience est proposée par Sextant [1, p. 122].

- ✂ Utiliser la diapositive couverte de spores de lycopode (la plus poussiéreuse du classeur, et de loin). Former sa figure de diffraction sur l'écran, toujours par le montage représenté figure 2.
- ✂ On observe une tâche de diffraction typique d'un objet circulaire, mais beaucoup plus lumineuse. Interpréter une nouvelle fois en termes de facteur de structure et de facteur de forme.

Lire si besoin les explications données par Sextant [1, p. 123].

- ✂ Estimer un ordre de grandeur de la taille des spores.

4 Optique de Fourier

4.1 Voir une image et sa transformée de Fourier

Dans la suite, nous nous intéressons à une conséquence des propriétés de Fourier du phénomène de diffraction : le filtrage des fréquences spatiales. Rappelons que la figure de diffraction de Fraunhofer correspond à la transformée de Fourier spatiale de l'objet diffractant. C'est donc les fréquences spatiales de ce dernier qui sont impliqués. En particulier, la forme exacte de la source ne joue aucun rôle.

Les expériences de filtrage peuvent se faire avec un laser ou une lampe QI mais vous ne pourrez pas visualiser les mêmes choses. L'action du filtrage sur l'image est visible dans les deux cas. En revanche la visualisation du plan de Fourier, c'est-à-dire le plan dans lequel on voit la figure de diffraction, est bien mieux observable avec le laser.

Pensez à tester cette affirmation. Il est intéressant de comprendre l'origine du phénomène : en lumière blanche la figure de diffraction n'est pas visible à cause d'un problème de cohérence temporelle. Demandez à un encadrant si besoin.

Le plan de Fourier est par définition le plan contenant la figure de diffraction. Il s'agit ici d'identifier les fréquences spatiales et de visualiser l'influence de ces fréquences sur l'image géométrique d'un objet diffractant. Les fréquences (points lumineux) les plus proches de l'axe optique sont les basses fréquences, et celles en périphérie constituent les hautes fréquences. L'expérience décrite est proposée par Sextant [1, p. 128], et le montage représenté figure 3

- ✂ Placer un point source (faisceau laser convergent) au foyer objet d'une lentille (L_1). Ajouter un objet diffractant (commencer par une grille de pas très petit) derrière la lentille (L_1). Ajouter une deuxième lentille (L_2) de façon à former l'image de la grille sur un écran.

En déplaçant l'écran, vous avez accès au choix à la figure de diffraction et à l'image de l'objet diffractant. La figure de diffraction est située dans le plan focal image de (L_2) (pourquoi?).

Le choix de la grille est important : un pas du quadrillage trop grand conduira à une figure de diffraction trop resserrée dans le plan de Fourier pour être exploitable.

(2). <http://fr.wikipedia.org/wiki/Lycopodiales>

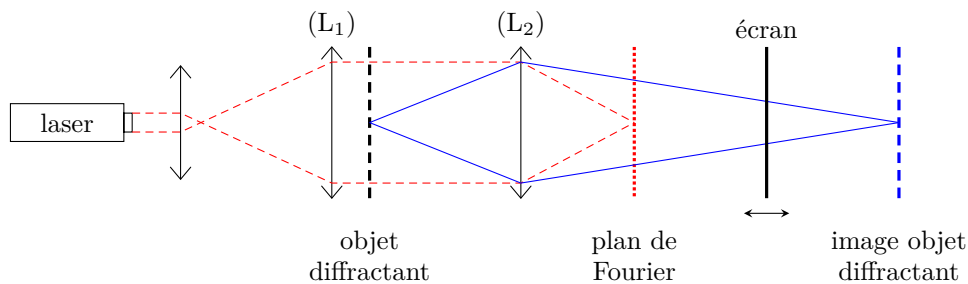


Figure 3 – Montage pour les expériences de filtrage. Déplacer l'écran permet de voir au choix le plan de Fourier et l'image de l'objet diffractant.

4.2 Filtrage des fréquences spatiales

Il s'agit maintenant de modifier à volonté la transformée de Fourier de l'objet diffractant et d'en analyser les conséquences sur l'image.

4.2.1 Analyse qualitative, expérience d'Abbe

- ✂ Modifier les composantes spectrales spatiales transmises en plaçant dans le plan de Fourier un diaphragme, une fente ou tout autre dispositif permettant d'occulter une partie des fréquences spatiales. Interpréter systématiquement les observations.

Vous pouvez bien évidemment changer d'objet diffractant ou sélectionner différentes fréquences pour réaliser un filtrage passe-pas ou passe-haut, et observer le résultat sur l'image.

On fait ici du filtrage au sens le plus strict : on enlève certaines fréquences de la transformée de Fourier.

L'expérience historique d'Abbe et Porter (fin du XIX^e et début du XX^e siècle) consiste à filtrer l'image d'une grille en insérant une fente dans le plan de Fourier.

Dans un second temps, quand vous serez plus familiers avec les concepts d'optique de Fourier, la lecture du paragraphe de Sextant [1, p. 132] sur la réciprocité de la transformée de Fourier optique permettra de compléter utilement votre compréhension de cette expérience.

Dans la suite, nous proposons de travailler en lumière blanche et de se concentrer sur le traitement des images.

4.2.2 Strioscopie et schlieren

Un objet diffractant n'est pas forcément qu'un « trou » parfaitement transparent à bords parfaitement opaques : il peut également s'agir d'un objet complètement transparent mais qui altère la phase de l'onde transmise, par exemple parce que son indice optique n'est pas uniforme. Un phénomène de diffraction a bel et bien lieu, et convertit alors les modulations de phase en modulations d'éclairement. Si ces modulations sont faibles, il est intéressant d'enlever sur la figure de diffraction l'intensité non diffractée (appelée aussi mode 0 dans l'espace de Fourier) pour améliorer le contraste.

- ✂ Prendre une plume avec des bords nets comme objet diffractant.
- ✂ Placer dans le plan de Fourier une tête d'épingle ou tout autre dispositif permettant d'occulter le mode 0, situé à l'intersection du plan de Fourier et de l'axe optique. Interpréter l'allure de l'image filtrée.

Vous pouvez remplacer l'objet diffractant par un dispositif permettant d'étirer un film de savon. Sans filtrage, les mouvements de fluide à l'intérieur du film sont peu visibles. En revanche, en effectuant l'opération de filtrage, les canaux de vidange sont les seuls à être visible. Pourquoi ?

4.2.3 Détramage

- ✂ Prendre une photo tramée comme objet diffractant et un diaphragme circulaire comme filtre.

Une diapositive tramée représentant Joseph Fourier est disponible dans les classeurs bleus. Vous verrez alors la transformée de Fourier de Fourier.

- ✂ Fermer le diaphragme et observer la disparition des hautes fréquences, c'est-à-dire des composantes spectrales spatiales contenant l'information sur le tramage. On perd également les détails (variations spatiales brutales) sur l'image.

4.3 Épurateur de faisceau

Un épurateur permet d'élargir un faisceau laser tout en conservant sa cohérence spatiale. Il utilise un élargisseur de faisceau à deux lentilles, et du filtrage de hautes fréquences spatiales. Le principe de l'épuration est présenté par Sextant [1, p. 195], mais on conseille d'utiliser un véritable épurateur plutôt que le dispositif qu'il envisage.

Un objectif de courte focale focalise le faisceau sur un trou micrométrique placé au foyer d'une lentille de plus grande focale. Le faisceau est élargi dans un rapport égal au rapport des focales, et est d'autant plus cohérent spatialement que le trou est petit et correctement aligné. C'est ici aussi une sélection du mode 0 par filtrage passe-bas.

- ✂ S'entraîner à régler l'épurateur, ce qui demande de l'ouvrir. Le réglage consiste à placer le trou exactement centré sur le point de convergence du laser. Cela peut vite être fastidieux lorsque vous n'avez pas encore l'habitude. Demandez à un encadrant de vous montrer.
- ✂ Analyser l'influence de ces déplacements (anneaux, perte d'intensité) pour mieux comprendre le réglage de l'épurateur.

5 Résolution des instruments d'optique, critère de Rayleigh

La diffraction par les montures des lentilles constitue une limitation intrinsèque aux performances des instruments d'optique. C'est pour cela que ces derniers utilisent en général des lentilles de très grand diamètre. La lecture à ce sujet du livre de S. Houard [15, ch. 7] est enrichissante. L'expérience proposée ici, proche de celles suggérées par Sextant [1, p. 135] et Duffait [10, p. 109], illustre cette limitation.

- ✂ Former sur un écran l'image agrandie d'une bifente d'Young.
- ✂ Diaphragmer la lentille avec une fente réglable jusqu'à ne plus séparer les deux fentes.
- ✂ Enlever la lentille de projection, et éclairer la seule fente diaphragme à l'aide d'un laser. La largeur de la tâche centrale sa figure de diffraction doit à peu près correspondre à l'écart entre les deux fentes qu'on observait sur l'écran.

L'expérience marche encore mieux avec un laser vert dont la longueur d'onde est plus voisine du maximum de sensibilité de l'oeil.

Le « à peu près » provient du fait que l'expérience de départ est réalisée en lumière blanche et en éclairage incohérent.

TP 5 – Spectroscopie

Objectifs

La spectroscopie est l'étude de la composition spectrale d'une lumière : il s'agit essentiellement de déterminer quelles longueurs d'ondes sont présentes dans la lumière étudiée, et éventuellement en quelle « quantité ». Dans ce TP, on s'intéresse aux spectroscopes à fente utilisant un élément dispersif (prisme ou réseau), qui sépare spatialement les différentes composantes spectrales (dans le cas du visible, les différentes couleurs). Deux autres méthodes reposant sur le phénomène d'interférences sont étudiées dans un autre TP : il s'agit d'une part de la spectroscopie par transformée de Fourier, qui utilise un interféromètre de Michelson, et d'autre part de la spectroscopie à ondes multiples, qui utilise un interféromètre de Fabry-Pérot.

À la fin de la séance, vous devrez être en mesure de

- ▷ déterminer le spectre d'une lumière ;
- ▷ mesurer les caractéristiques d'un élément dispersif pour la spectroscopie et comprendre leur influence sur le spectre obtenu ;
- ▷ mettre en évidence et quantifier les propriétés d'absorption et d'émission lumineuse de la matière.

1 Observation d'un spectre sur un écran

1.1 Principe

Pour obtenir le spectre d'une lumière, on utilise un élément dispersif (prisme, réseau) qui sépare spatialement les couleurs. Un schéma de principe valant pour n'importe quel dispositif est représenté figure 1.

- ▷ La largeur de la fente d'entrée par laquelle passe la lumière à analyser contrôle à la fois la résolution spectrale et la luminosité du spectre : il faut trouver un compromis entre deux exigences antagonistes.
- ▷ L'élément dispersif doit être utilisé en lumière parallèle ce qui nécessite de le placer entre deux lentilles. La seconde lentille doit être de grande focale pour avoir un spectre suffisamment dispersé sur l'écran.
- ▷ En pratique, un montage avec une seule lentille donne des résultats comparables ; il faut alors que la lentille (de grande focale) soit placée avant l'élément dispersif, le plus près possible, et l'écran assez loin.
- ▷ Pour éviter les problèmes d'aberrations, utiliser des doublets achromatiques.

Ces grands principes sont présentés par Sextant [1, p. 215].

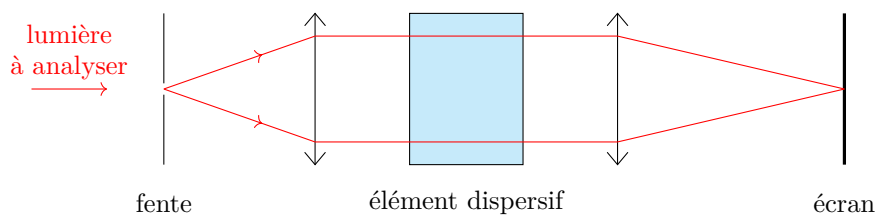


Figure 1 – Montage générique de spectroscopie par élément dispersif. L'image d'une fente sur un écran est réalisée par deux lentilles entre lesquelles le faisceau lumineux est parallèle (la première lentille conjugue la fente à l'infini, la seconde l'infini à l'écran). Dans la zone où le faisceau est parallèle, on intercale un élément dispersif (réseau ou prisme) qui sépare les composantes spectrales. Divers écarts à ce montage idéal sont faisables en pratique.

- ✂ Choisir une source de lumière à analyser (lampe QI, lampe spectrale), et réaliser le montage de la figure 1.
- ✂ En l'absence d'élément dispersif, obtenir l'image de la fente source sur l'écran.
- ✂ Placer ensuite l'élément dispersif aussi près que possible de la lentille (la première dans le montage à deux lentilles) pour perdre le moins de lumière possible.
- ✂ Observer l'influence de la largeur de la fente d'entrée.

1.2 Utilisation d'un prisme à vision directe

1.2.1 Généralités

Un prisme exploite la dispersion du verre (c'est-à-dire la dépendance de l'indice en la longueur d'onde) pour séparer les différentes composantes spectrales d'une lumière. Cependant, un prisme simple dévie beaucoup les faisceaux lumineux, ce qui rend son utilisation peu pratique pour projeter un spectre sur un écran.

Pour pallier cet inconvénient, on peut utiliser un **prisme à vision directe**, qui est un assemblage de plusieurs prismes accolés, taillés dans des verres différents. Grâce à un choix judicieux de forme et de matériau, la déviation moyenne est compensée, ce qui permet à un prisme à vision directe de ne pas dévier un faisceau d'une certaine longueur d'onde, tout en dispersant les autres longueurs d'onde autour de cette longueur d'onde centrale. On bénéficie ainsi de la dispersion d'un prisme, mais sans sa déviation. Le prisme à vision directe le plus souvent rencontré est le double prisme d'Amici, représenté figure 2.

Dans le cas des prismes, la relation entre la longueur d'onde et la position sur un écran n'est pas linéaire. En effet, la dispersion d'un verre est décrite par la loi de Cauchy, qui ne l'est pas :

$$n(\lambda) = A + \frac{B}{\lambda^2} . \quad (1)$$

On réserve donc les prismes, en général plus lumineux, à l'observation qualitative des spectres continus (spectre cannelé, absorption).

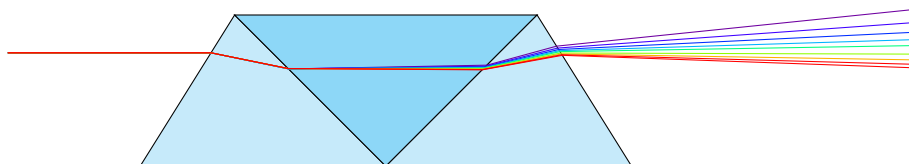


Figure 2 – Principe du prisme à vision directe. La marche des rayons dans un prisme à vision directe d'Amici est déterminée à partir des lois de Descartes. Le prisme d'Amici est composé de trois prismes accolés : un prisme central en verre flint, assez dispersif, encadré de part et d'autre par deux prismes en verre crown, peu dispersif. Les angles caractérisant ces prismes sont ajustés de manière à ce qu'une longueur d'onde centrale (généralement le centre du doublet D du sodium) ne soit pas du tout déviée.

1.2.2 Protocole de base

Présentons maintenant le protocole pour obtenir un spectre, que vous pouvez retrouver par exemple dans le Sextant [1, p. 217]. Un schéma du montage réalisé est représenté figure 3.

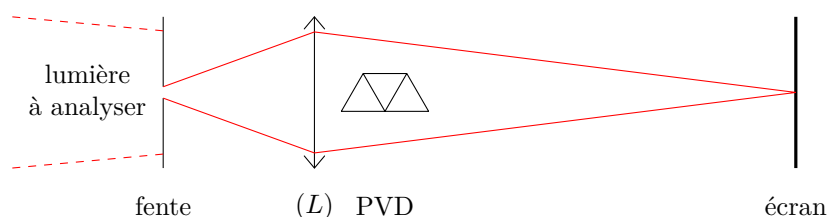


Figure 3 – Dispositif de projection d'un spectre par un prisme à vision directe. Une fente est introduite dans le faisceau lumineux à analyser, et son image est réalisée sur un écran. Un prisme à vision directe est intercalé entre la lentille de projection et l'écran, aussi loin que possible de l'écran.

- ✂ Placer une fente à l'endroit du montage où se trouve la lumière à analyser. En former l'image sur l'écran avec un achromat.

Pour obtenir un spectre le plus lumineux possible, il peut être intéressant de condenser la lumière sur la fente.

La lumière issue de chaque point de la source est dispersée sur l'écran autour de l'image du point en question. La largeur de la fente source contrôle donc simultanément la luminosité de l'image et la résolution du spectromètre : il s'agit d'un effet géométrique.

Dans le cadre d'une expérience qualitative, la largeur de la fente n'est pas un paramètre critique, mais l'absence de fente conduit à un spectre de très mauvaise qualité.

- ✂ Intercaler le prisme à vision directe juste après la lentille, puis ajuster son orientation pour optimiser la qualité de l'image.

Le prisme à vision directe est placé après la lentille pour éviter qu'elle ne mélange à nouveau les couleurs. En outre, le prisme fait correspondre un angle d'émergence à chaque longueur d'onde. Il faut donc placer le prisme à vision directe aussi loin que possible de l'écran pour que le spectre soit aussi étendu que possible.

Une étude détaillée de l'influence de la largeur de la fente source et de la largeur éclairée du dispositif est proposée par Sextant [1, p. 218]. Le protocole étant bien détaillé, il n'est pas reproduit ici, mais vous êtes invités à monter l'expérience à partir du livre.

1.2.3 Remarques complémentaires

Placer une fente à l'endroit du montage où est la lumière à analyser peut ne pas être possible. C'est en particulier le cas pour analyser une figure d'interférences localisée. Il faut alors former l'image de la zone d'intérêt à un autre endroit où il est possible de placer une fente. Cela nécessite d'ajouter une lentille au montage.

Par définition, seules les couleurs appartenant au domaine visible peuvent être directement vues à l'œil. Il est toutefois possible de rendre observables des raies du proche ultraviolet, par exemple celles d'une lampe au mercure, en plaçant une feuille de papier sur l'écran. La fluorescence d'agents azurants⁽¹⁾ contenus dans le papier rend ces raies visibles en augmentant la longueur d'onde à laquelle elles apparaissent.

1.3 Utilisation d'un réseau de diffraction

Une fois encore l'étude d'un spectroscope à réseau est très bien détaillée par Sextant [1, p. 221]. Vous êtes invités à monter les expériences à partir des protocoles de ce livre. Pour vous guider dans l'interprétation des résultats en termes de diffraction et de transformée de Fourier, vous pouvez vous référer à la discussion menée par Sextant dans le chapitre sur la diffraction [1, pp. 112 à 122]. La spectroscopie à réseau faisait partie intégrante des programmes de CPGE jusqu'en 2014. N'hésitez donc pas à vous référer à des livres couvrant ces programmes si vous préférez une approche plus simple. Celui de M.N. Sanz [22, ch. 5] est par exemple complet et pédagogique.

1.3.1 Propriétés du réseau

- ☞ Reprendre le montage précédent avec un réseau, d'abord sous incidence normale, éclairé avec une lampe spectrale (Hg-Cd par exemple).
- ☞ Montrer et interpréter l'influence du nombre n de traits par unité de longueur, de l'ordre p et du nombre de traits éclairés du réseau en le diaphragmant par une fente.

▮ *L'influence du nombre de traits éclairés est souvent délicate à mettre en œuvre.*

- ☞ Rechercher le minimum de déviation. On travaille à cet angle car le montage est alors le moins sensible à l'éventuel manque de parallélisme du faisceau incident. Il permet également de s'affranchir d'une mesure d'angle de référence.
- ☞ Vous pouvez ensuite reprendre le montage avec un réseau blazé et en montrer l'intérêt (la plupart de la lumière est concentrée dans un certain ordre, le spectre est donc plus lumineux).

1.3.2 Mesures relatives de longueurs d'onde

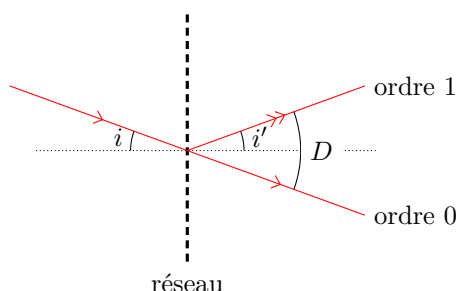


Figure 4 – Principe du réseau.

- ☞ Utiliser un réseau de nombre de traits par unité de longueur n grand. En tournant le réseau autour d'un axe vertical, repérer le minimum de déviation D .

On a alors $i = -i'$ et $D = 2i$, d'où à l'ordre p :

$$\frac{2 \sin(D/2)}{n\lambda} = p. \quad (2)$$

(1). Les agents azurants sont des produits fluorescents, absorbant dans l'ultraviolet et émettant dans le bleu, de sorte que le papier et les tissus auxquels ils sont ajoutés apparaissent plus blancs (ils sont initialement plus ou moins jaunes).

- ✂ Repérer sur l'écran la position de deux raies connues et effectuer une interpolation linéaire entre ces deux raies connues pour calculer les longueurs d'onde des autres raies. Quelle précision peut-on avoir compte tenu des incertitudes de mesure et de l'approximation faite ? Comment améliorer cette précision ?
- ✂ Comparer cette précision avec celle d'une mesure absolue de longueur d'onde utilisant directement la formule des réseaux sans observer d'autres raies.

1.3.3 Mesures absolues de longueurs d'onde (en seconde lecture)

Pour des mesures absolues de longueurs d'onde, on utilise un goniomètre qui permet de mesurer des angles de déviation à 15'' d'arc près. Néanmoins, le réglage du goniomètre est vite fastidieux et ne se prête pas vraiment à un travail en binôme : attendez un peu pour le travailler si vous le souhaitez.

Un protocole de réglage est proposé par R. Duffait [10, p. 134] ou M.N. Sanz [22, p. 180]. Ceux qui préfèrent une vidéo peuvent aller visiter le site de Gérald Vincent : <http://gerald.vincent.free.fr/>.

1.4 Comparaison entre prisme et réseau

Bien que donnant des résultats visuellement proches et s'utilisant dans des montages expérimentaux proches, **un prisme et un réseau fonctionnent sur des principes complètement différents**. Les prismes sont décrits par les lois de l'optique géométrique, alors que le fonctionnement d'un réseau repose sur la diffraction, qui est un phénomène ondulatoire. Malheureusement, beaucoup de confusion peut découler de ces « recettes » identiques.

Le rôle de chacune des composantes du montage diffère : prenez quelques minutes pour y réfléchir. Dans le cas du PVD, le montage sert à faire correspondre une position sur l'écran à un angle de réfraction en sortie du prisme. L'observation se fait autour de l'image géométrique car c'est là que le faisceau est d'extension la plus limitée et donc que l'étalement du spectre est le mieux visible (moins de recouvrement des différentes couleurs). Dans le cas du réseau, il s'agit de placer le réseau de diffraction dans les conditions de Fraunhofer. L'observation ne se fait autour de l'image géométrique de la fente que parce que c'est là qu'est la figure de diffraction de Fraunhofer. L'influence de la largeur de la fente doit rigoureusement s'interpréter en termes de source incohérente spatialement.

Les spectres obtenus avec un réseau sont en général moins lumineux que ceux obtenus avec des prismes. En effet, un réseau est une succession de fentes, et donc une fraction non négligeable de sa surface est opaque, ce qui limite d'autant la quantité de lumière le traversant. Toutefois, la dispersion d'un prisme à vision directe n'est pas linéaire vis-à-vis de la longueur d'onde, au contraire de la position des maxima d'intensité en sortie d'un réseau utilisé dans les conditions de Fraunhofer. On ne les utilise donc pas de façon complètement interchangeable.

2 Spectrométrie et applications

2.1 Utilisation d'un spectromètre commercial

Un spectromètre est composé d'une fente source, de deux miroirs sphériques, d'un réseau et d'une barrette CDD qui enregistre directement le spectre (pour des détails, lire le complément A). Nous disposons d'un spectromètre appelé SPID-HR de marque Ulice dont on peut ouvrir le capot pour observer les différents éléments ⁽²⁾. Cet appareil se connecte à un ordinateur pour afficher et enregistrer les spectres. En consulter la notice au besoin.

- ✂ Ouvrir le capot de l'appareil, et identifier chacun des éléments du spectromètre à l'aide de la notice et/ou du complément A. Comment l'utilisation de deux miroirs sphériques permet-elle de placer le réseau dans les conditions de Fraunhofer ? Pourquoi travailler uniquement avec des miroirs, et non pas avec un réseau par transmission et des lentilles (il y a deux raisons) ? À quoi sert le cache rouge sur la barrette CCD ?
- ✂ Vérifier l'étalonnage du spectromètre avec une lampe spectrale présentant de nombreuses raies dont les longueurs d'onde sont connues. Par exemple, vous pouvez utiliser la lampe Hg-Cd présente dans la collection.

Régler (ou au moins vérifier) cet étalonnage est un préalable indispensable à toute expérience utilisant un tel instrument. Le jury y est particulièrement sensible.

- ✂ Observant le spectre continu d'une lampe QI, mettre en évidence le rôle du filtre anticalorique. Remarquer aussi que des oscillations de l'intensité sont très clairement visibles sur les spectres enregistrés.

Ces oscillations sont dues à des interférences se produisant sur une fine lame d'épaisseur optique estimée à 3 μm située contre le capteur CCD (cf. notice du capteur). Ces oscillations ne sont toutefois pas gênantes pour les mesures d'absorption car elles disparaissent lors de la normalisation $T = \text{spectre}/\text{référence}$. En revanche, il faut faire plus attention pour les mesures d'émission. Le logiciel a toutefois en mémoire la courbe de réponse spectrale de l'appareil (qui contient, entre autres

(2). On dispose aussi de spectromètres Ocean Optics, à réserver à des mesures plus précises. En lire la notice avant emploi et manipuler avec soin.

la réponse spectrale du capteur CCD) et offre la possibilité de normaliser les spectres enregistrés par cette réponse (option « activer réponse plate »), ce qui fait en général disparaître les oscillations (mais ça ne marche pas toujours).

- ✂ A l'aide de ce spectromètre, réaliser une mesure de longueur d'onde, ou bien déterminer la bande passante d'un filtre interférentiel.

2.2 Mesure de la constante de Rydberg

Une brève présentation théorique ainsi que les valeurs utiles sont données par Sextant [1, p. 228] alors que Duffait [10, p. 134] se contente de donner les valeurs numériques.

2.2.1 Analyse théorique

Les longueurs d'ondes du spectre de raies d'émission de l'hydrogène sont données par la formule de Rydberg

$$\frac{1}{\lambda_{nm}} = R_H \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad \text{où} \quad R_H = \frac{1}{hc} \cdot \frac{1}{2} \frac{m_e M_p}{m_e + M_p} \alpha^2 c^2 \approx 1.096\,78 \times 10^7 \text{ m}^{-1} \quad (3)$$

est la constante de Rydberg. Dans cette formule, m et n sont des entiers naturels strictement positifs vérifiant $m > n$, h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière dans le vide, m_e est la masse de l'électron, M_p celle du proton, et α est la constante de structure fine définie par $\alpha = e^2/4\pi\epsilon_0\hbar c$ où e est la charge élémentaire, et ϵ_0 la permittivité diélectrique du vide.

Les raies de ce spectre sont traditionnellement regroupées en *séries*, qui correspondent à une même valeur de n , c'est-à-dire qui proviennent de la désexcitation vers un même niveau E_n (les séries $n = 1$ à $n = 3$ sont bien séparées). La série $n = 2$ est appelée série de Balmer. C'est la seule à présenter des raies dans le domaine visible (de 400 nm à 800 nm) : celles qui vont de $m = 3$ (raie H_α) à $m = 6$ (raie H_δ). Ce sont ces quatre raies qui font l'objet de notre étude expérimentale.

Les raies atomiques prévues par la formule de Rydberg (3) sont infiniment fines. En pratique, les raies atomiques ont une certaine largeur spectrale, qui provient de plusieurs sources d'élargissement (naturel, Doppler, collisionnel).

2.2.2 Étude expérimentale

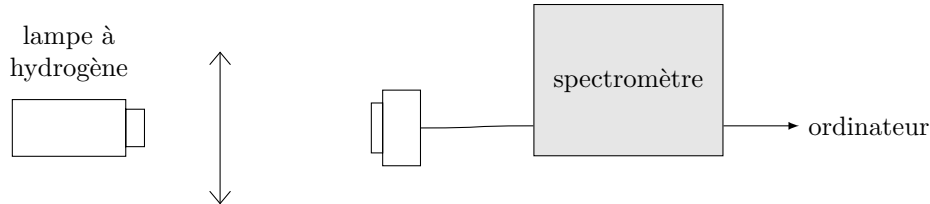


Figure 5 – Schéma du dispositif.

- ✂ Condenser la lumière d'une lampe à décharge à vapeur d'hydrogène sur l'entrée du spectromètre. Ajuster l'angle d'incidence de la fibre de manière à ce que l'intensité du spectre observé soit maximale.
- ✂ Régler la sensibilité (temps d'intégration) du spectromètre et le nombre d'acquisitions moyennées de manière à observer les quatre raies de l'hydrogène sous la forme de pics d'intensité sur le spectre.

Dans un capteur CCD, plus le temps d'intégration est important, plus on capte de lumière, ce qui permet de réduire l'importance relative du bruit de photon (shot noise) poissonnien, proportionnel à la racine du nombre de photons détectés, et celle du bruit électronique, principalement dû au bruit de lecture (read noise) qui ne dépend pas de l'intensité du signal. Cependant, il faut faire attention de ne pas saturer le capteur CCD ce qui impose de limiter le temps d'intégration. Pour réduire encore le bruit, on peut alors procéder à la moyenne de différentes acquisitions.

On peut observer d'autres pics que ceux de l'hydrogène (quelle en est l'origine ?). La connaissance des longueurs d'onde approximatives des raies de l'hydrogène est nécessaire pour les discriminer.

- ✂ Mesurer les longueurs d'onde correspondant aux quatre raies de l'hydrogène et en déduire sa constante de Rydberg.

L'incertitude sur la longueur d'onde du maximum d'un pic dépend du spectromètre utilisé ainsi que de la qualité de sa calibration.

2.3 Mise en évidence du phénomène d'absorption et d'émission sur le sodium

L'atome de sodium présente une résonance à deux longueurs d'onde voisines dans le jaune (on parle du doublet du sodium). Des vapeurs de sodium peuvent donc absorber ces longueurs d'onde lors de l'excitation des atomes et les réémettre lors de la désexcitation.

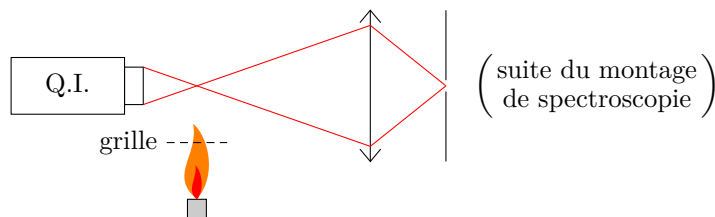


Figure 6 – Mise en évidence de l'absorption et de l'émission du sodium.

- ✂ Réaliser un montage de spectroscopie à prisme, et ajouter une lentille avant la fente d'entrée du montage. Régler le condenseur de la lampe QI de manière à obtenir un point de convergence entre la lampe et la lentille (figure 6).
- ✂ Pour générer des vapeurs de sodium, on utilise une solution de NaCl saturée que l'on fait s'évaporer dans la flamme d'un bec Bunsen (on évite ainsi les crépitements que l'on aurait avec du sel pur). Utiliser pour cela une fine grille de laiton repliée sur elle-même que l'on trempe dans la solution et que l'on porte dans la flamme à l'aide d'une pince.
- ✂ Placer la flamme sous le point de convergence des faisceaux (figure 6). On utilise ainsi un maximum de lumière. Observer.
- ✂ Remplacer la QI par une lampe au sodium. Observer.

On illustre ainsi les applications en astronomie pour la détermination des éléments d'une étoile en montrant que la raie d'absorption correspond à la raie d'émission d'une lampe au Sodium.

R. Duffait propose de réaliser une expérience analogue avec du sodium solide. Une telle expérience est vraiment dangereuse, et au vu de sa faible plus-value on vous déconseille de la présenter au jury.

2.4 Absorption d'une solution, loi de Beer-Lambert

La couleur des solutions aqueuses dépend de la manière dont les solutés présents vont absorber la lumière. Ces notions sont très utilisées en chimie analytique, et à ce titre c'est dans des ouvrages de chimie que vous trouverez les protocoles les plus intéressants, par exemple celui de J.F. Le Maréchal [17, ch. 10] (soyons chauvins!).

- ✂ À l'aide d'un spectrophotomètre, ou bien en faisant des mesures point par point, réaliser le spectre d'absorption d'une solution suffisamment diluée de permanganate de potassium ou de sulfate de cuivre.
- ✂ Relier la couleur de la solution au spectre obtenu.

Remarque culturelle : La physique de la vision colorée n'est pas chose facile. Pour parfaire votre culture à ce sujet, le livre de S. Houard [15, ch. 1] est très enrichissant.

La loi de Beer-Lambert relie l'absorbance A d'une solution à la concentration c de cette solution et à la longueur ℓ de solution traversée, $A = \epsilon \ell c$. On rappelle que l'absorbance A est définie par

$$A = \log \left(\frac{I_{\text{incident}}}{I_{\text{transmis}}} \right) = \log \left(\frac{1}{T} \right), \quad (4)$$

où T est la transmittance, ϵ est appelé coefficient d'absorption molaire ou massique (selon que c est une concentration molaire ou massique) et dépend *a priori* de la température et de la longueur d'onde. Il se mesure en $\text{m}^2 \cdot \text{mol}^{-1}$ ou en $\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{-1}$ suivant l'unité dans laquelle c est exprimée.

- ✂ Vérifier la proportionnalité avec la concentration c en utilisant des solutions de différentes concentrations connues.
- ✂ Déterminer la valeur de ϵ et la comparer à une valeur tabulée.
- ✂ Vérifier la proportionnalité avec la longueur ℓ , par exemple en utilisant un photorécepteur linéaire et une cuve dans le sens de la longueur puis de la largeur.

Les précautions d'usage en chimie demeurent ici, notamment l'importance de réaliser un blanc.

La linéarité de A avec ℓ est très bien vérifiée. En revanche il faut garder à l'esprit que la linéarité avec c n'est valable que pour les solutions diluées.

2.5 Le monochromateur (en deuxième lecture)

Un monochromateur permet d'extraire une petite partie du spectre d'une lumière (pour l'utiliser dans un montage optique aval ou l'analyser avec un photocapteur), selon le même principe que le spectromètre. Il est composé d'une fente source, de deux miroirs sphériques (jouant le rôle des lentilles), d'un réseau pouvant tourner sur lui-même (ce qui permet une mesure précise comme au goniomètre) et d'une fente de sortie. Cette dernière est l'image de la fente d'entrée par les deux miroirs. Si ces deux derniers ont la même focale, la fente d'entrée et de sortie doivent avoir la même taille pour avoir une importance symétrique.

Sextant [1, p. 223] propose une présentation et une étude expérimentale du fonctionnement d'un monochromateur.

Complément A – Fonctionnement et calibration d'un spectromètre

Le principe de fonctionnement d'un spectromètre (figure 7) est simple : la lumière à analyser entre par une fente, qui sert de source. La lumière est envoyée sur un réseau, ce qui a pour effet de séparer les longueurs d'onde, puis sur une ligne de capteurs (par exemple une barette CCD). Dans le cas le plus courant d'un réseau en réflexion, chaque longueur d'onde est réfléchiée dans une direction différente. Deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 sont résolues par le dispositif si elles sont détectées par deux pixels différents. La fente d'entrée est parallèle aux traits du réseau, ce qui permet d'éclairer toute la hauteur des pixels du capteur CCD sans élargissement géométrique des raies, et donc de détecter plus de lumière sans altérer la résolution. Dans le dispositif de la figure 7, le miroir sphérique M_1 est positionné de manière à ce que le réseau soit éclairé en incidence parallèle, et le capteur CCD est placé dans le plan focal du miroir sphérique M_2 de manière à ce que tous les rayons correspondant à la même longueur d'onde arrivent sur le même pixel. Il va sans dire que de nombreuses difficultés technologiques sont à surmonter dans la réalisation pratique d'un spectromètre.

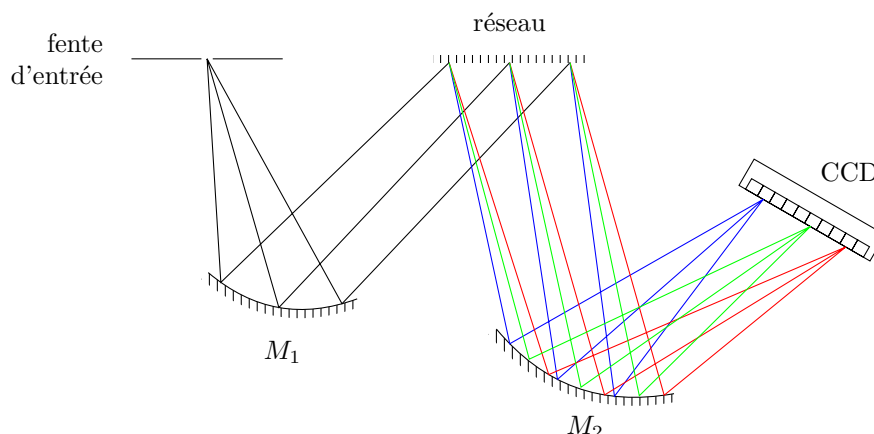


Figure 7 – Fonctionnement d'un spectromètre. La lumière à analyser passe par une fente d'entrée, puis est réfléchiée par un miroir sphérique M_1 en un faisceau parallèle. Ce faisceau est réfléchi par un réseau en réflexion qui en sépare les longueurs d'onde, puis par un second miroir sphérique M_2 qui focalise le spectre sur le plan du détecteur CCD. Nous avons représenté un monochromateur de Czerny-Turner. En pratique, les spectromètres commerciaux utilisent souvent un montage de Czerny-Turner croisé qui a l'avantage d'être plus compact.

Un spectromètre est capable de donner l'éclairement correspondant à un pixel du capteur CCD. Cependant, cette information est sans valeur tant que l'on n'est pas capable d'attribuer une longueur d'onde à chaque pixel : c'est le but de la calibration. Il s'agit de repérer la position sur le capteur CCD du spectromètre de raies dont les longueurs d'onde sont connues. Pour calibrer un spectromètre, il faut disposer d'une (ou de plusieurs) lampe spectrale émettant des raies de longueurs d'onde connues dans tout le domaine d'utilisation du spectromètre, parce que la relation entre numéro du pixel et longueur d'onde n'est jamais exactement linéaire.

✂ Éclairer le spectromètre avec une lampe spectrale possédant des raies de longueurs d'onde connues.

✂ Lire la notice d'utilisation du spectromètre et la suivre.

Même quand un spectromètre semble donner des valeurs cohérentes, il est souhaitable de vérifier sa calibration de manière indépendante, par exemple avec une lampe au mercure dans la mesure de la constante de Rydberg de l'hydrogène.

Nous avons insisté sur la calibration en longueur d'onde, qui est la plus importante pour les applications courantes. Pour pouvoir relier la valeur de l'intensité donnée par le spectromètre à une grandeur photométrique ou radiométrique, il est nécessaire de calibrer le spectromètre en intensité. En effet, la réponse spectrale des différents éléments qui constituent le montage de spectrométrie (condenseur, fibre optique, réseau, etc.) n'est pas plate. Il est donc nécessaire

de disposer d'une source dont le spectre est connu, de manière à pouvoir calibrer l'appareil. Néanmoins, la calibration en intensité n'est pas nécessaire pour des mesures consistant à repérer la position d'une raie ou sa largeur à mi-hauteur, et on peut la plupart du temps s'en passer.

Il peut être utile d'utiliser le mode de « réponse plate » dans le logiciel SpidHR accompagnant le spectromètre Ulice de manière à compenser en partie l'effet Fabry-Pérot dans l'optique du spectromètre.

TP 6 – Lumière polarisée et biréfringence

Objectifs

Le caractère vectoriel des ondes électromagnétiques constituant la lumière est décrit par sa polarisation. Certains matériaux (dits *biréfringents*) agissent sur l'état de polarisation de la lumière. Le but de ce TP est l'étude de ces phénomènes. À la fin du TP, vous devriez être en mesure de

- ▷ produire de façon contrôlée de la lumière polarisée ;
- ▷ analyser l'état de polarisation d'une lumière « inconnue » ;
- ▷ mettre en évidence et quantifier les propriétés de biréfringence linéaire et circulaire d'un matériau.

Remarques préliminaires

Le matériel utilisé dans ce TP (notamment les lames cristallines) existe en quantité limitée, ce qui implique deux choses :

- ▷ il faut y faire particulièrement attention ;
- ▷ vous devez vous organiser entre vous pour ne pas tous faire la même expérience en même temps.

Enfin, les notions d'optique anisotrope nécessaires à la compréhension des phénomènes de biréfringence devraient idéalement être révisées avant le TP.

💣💣💣 **Attention !** Les polariseurs type polaroïds sont fabriqués dans un matériau polymère, ce qui les rend extrêmement sensibles à la chaleur. Penser absolument à faire suivre la lampe quartz-iode d'un filtre anticalorique.

1 Polarisation de la lumière

1.1 Généralités

Commencer par vous rappeler les différentes polarisations existantes. Elles sont présentées dans de multiples livres, mais la description qu'en fait R. Taillet [23, ch. 6] me semble la plus enrichissante. Prenez aussi un moment pour vous rappeler l'action des polariseurs dichroïques (polaroids) et autres lames à retard sur les différentes polarisations. Faisant partie du programme, celles-ci sont bien décrites dans les livres de CPGE, par exemple celui de M.N. Sanz [22, ch. 18].

Sur quels principes physiques fonctionnent ces objets ? Une lecture du livre de Sextant [1, p. 264 et 279] peut vous aider à vous rafraîchir les idées.

1.2 Polarisation rectiligne, loi de Malus

La vérification de cette loi est très classique : si vous ne retenez pas le protocole directement, vous le retrouverez chez Sextant [1, p. 265] (qui a dit comme toujours ?). Attention toutefois, la méthode proposée ici pour réduire l'incertitude n'y est pas détaillée.

Considérons une onde électromagnétique polarisée rectilignement dans la direction \vec{u} . Cette onde traverse un analyseur dont l'axe passant est orienté dans la direction \vec{v} , formant un angle θ avec \vec{u} . La loi de Malus stipule que l'éclairement reçu par un photorécepteur placé après l'analyseur est

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \cos^2 \theta. \quad (1)$$

On veut vérifier cette loi en utilisant le dispositif expérimental représenté figure 1, qui peut être séparé en deux blocs de production puis d'analyse de la lumière polarisée. Le bloc de production se compose de la lampe QI et d'un polaroïd (P) jouant le rôle de polariseur. La lumière polarisée rectilignement produite par le premier bloc est analysée par le second, qui se compose d'un autre polaroïd (A) jouant le rôle d'analyseur et d'un photorécepteur linéaire, par exemple une photodiode.

- ✂ Placer la lampe source assez loin du photorécepteur, et le polariseur et l'analyseur proches du récepteur. On utilisera idéalement comme récepteur une photodiode munie d'un circuit intégré de polarisation, par exemple P18.35.

On entend parfois qu'un montage utilisant des polariseurs doit s'utiliser en éclairage parfaitement parallèle, en plaçant un trou source au foyer d'une lentille convergente. Ce n'est pas nécessaire, et

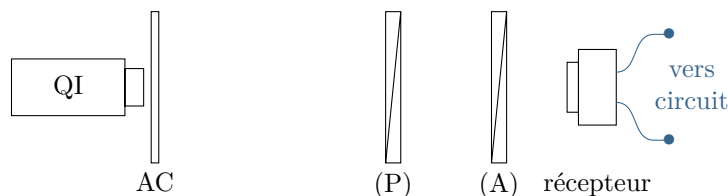


Figure 1 – Dispositif expérimental. Une lampe quartz-iode suivie d’un filtre anticalorique éclaire un polariseur (P) et un analyseur (A). L’éclairement sortant est mesuré à l’aide d’un photorécepteur linéaire et de son éventuel circuit de mesure.

c’est même parfois contre-productif puisque cela réduit considérablement la luminosité des images. Cette précaution est liée à l’angle d’acceptance du polariseur, qui ne fonctionne « comme prévu » que pour des incidences suffisamment faibles, typiquement inférieures à cinq ou dix degrés. En pratique, placer la lampe source à une cinquantaine de centimètres en amont du polariseur suffit à vérifier cette condition.

- ✂ Placer l’analyseur sur la graduation 90° , puis tourner le polariseur afin de le placer dans la position où polariseur et analyseur sont croisés, correspondant au minimum de lumière transmise. Ne plus toucher au polariseur par la suite.
- ✂ Relever la réponse du photorécepteur pour différents angles entre 90° et -90° . Pour s’affranchir de l’erreur systématique discutée par la suite, mesurer à la fois $S(+\theta)$ et $S(-\theta)$, puis vérifier la loi de Malus par une régression linéaire. Comparer le résultat obtenu en considérant seulement $S(+\theta)$ et la moyenne $[S(+\theta) + S(-\theta)]/2$.

Considérer la moyenne entre $S(+\theta)$ et $S(-\theta)$ permet de diminuer l’influence de l’erreur sur le repérage de la position où polariseur et analyseur sont croisés. Le justifier par un développement limité, et préciser alors ce qu’on entend par « diminuer l’influence ».

On peut aussi utiliser des prismes de Nicol en tant que polariseur, plutôt que des dichroïques.

Analyser les incertitudes, et s’interroger sur le sens qu’on leur donne ici : pour une fois, le but n’est pas de mesurer un paramètre mais de vérifier une loi.

1.3 Production d’une polarisation rectiligne par réflexion non totale, angle de Brewster

Le coefficient de réflexion à une interface entre deux diélectriques (ici l’air et le verre) dépend non seulement de l’angle d’incidence mais aussi de la polarisation de l’onde incidente. Pour une incidence particulière $i_B = \arctan(n_{\text{verre}}/n_{\text{air}})$, le coefficient de réflexion correspondant à une polarisation dans le plan d’incidence s’annule. Le protocole suivant se trouve avec un peu plus de détails dans le livre de Sextant [1, p. 270], alors que la théorie est détaillée par exemple dans celui de S. Houard [15, p. 266].

- ✂ Disposer une source de lumière non polarisée, une lame de verre, et un photodétecteur sensible à l’intensité lumineuse de manière à pouvoir faire varier en le mesurant l’angle d’incidence sur le verre (en tournant la lame), tout en mesurant l’intensité de la lumière réfléchie (en déplaçant le détecteur). Intercaler un polariseur entre détecteur et lame de verre.

Bien entendu, le photodétecteur n’est pas nécessaire pour une mise en évidence qualitative.

- ✂ Repérer l’angle de Brewster : montrer qu’à l’incidence i_B , l’intensité lumineuse s’annule dans une certaine direction de polarisation. Vérifier sa valeur en se rappelant que $n_{\text{verre}} \simeq 1.5$ (c’est un ordre de grandeur qu’il est bon d’avoir en tête).
- ✂ Pour faire une étude plus quantitative du phénomène, vous pouvez tracer les intensités lumineuses pour l’orientation du polariseur où l’intensité s’annule ainsi que pour l’orientation orthogonale en fonction de l’angle d’incidence. Cela permet par exemple de vérifier les formules de Fresnel, données par exemple par Bruhat [6, §202].

Utilisation de l'appareil de Nörremberg (en seconde lecture)

Pour réaliser une polarisation rectiligne en utilisant l'angle de Brewster, on peut aussi utiliser l'appareil de Nörremberg. La structure de cet appareil est présentée par Duffait [10, p. 178]. Il comporte deux plaques de verre ternies sur la face arrière (on observe la réflexion vitreuse sur la première face). On peut faire varier à la fois les angles d'incidence sur chaque vitre et l'angle entre les deux plans d'incidence. L'intensité lumineuse en sortie est nulle lorsqu'on a simultanément les plans d'incidence croisés et chacun des miroirs à l'incidence de Brewster i_B .

1.4 Production d'une polarisation elliptique par réflexion

La réflexion sur un dioptre ne génère un déphasage entre les polarisations transverses et incidente que lorsque les coefficients de réflexion en amplitude présentent une partie imaginaire. C'est le cas pour la réflexion totale sur les diélectriques ($n_1 > n_2$) et pour la réflexion sur les métaux. Pour plus de détail sur la théorie et si besoin un schéma du montage, reportez-vous à Sextant [1, pp. 272 et 299]. La méthode est très bien exposée également par M.N. Sanz [22, p. 757].

- ☞ Mettre en évidence le phénomène en utilisant un miroir **non recouvert d'une couche protectrice**. Utiliser une lampe QI et un filtre interférentiel.

☞☞☞ **Attention !** Un tel miroir est évidemment très fragile.

Pour identifier ces miroirs poser délicatement dessus une mine de crayon : la mine touche alors son image.

- ☞ Analyser la polarisation elliptique **en menant l'analyse jusqu'à son terme**, à savoir le sens de parcours de l'ellipse.

Cela nécessite de savoir distinguer l'axe lent de l'axe rapide de la lame $\lambda/4$. Si jamais ceux-ci n'étaient pas renseignés (c'est malheureusement le cas sur presque toutes les lames de la collection), faites une hypothèse pour vous entraîner.

Si vous préférez, vous pouvez sauter cette étape d'analyse : les lames biréfringentes produisent également une polarisation elliptique, vous pourrez l'analyser au moment de l'étude de ces lames.

1.5 Détermination de la nature d'une vibration quelconque

L'analyse d'une vibration « inconnue » se fait grâce à une lame quart d'onde pour lever le doute sur l'éventuelle présence de lumière non polarisée.

Duffait [10, p. 190] propose un diagramme très bien fait récapitulant la méthode générale d'analyse d'une polarisation inconnue. M.N. Sanz propose un diagramme très semblable [22, p. 763]. Vous devez comprendre ce schéma et être en mesure d'expliquer chacune des étapes.

1.6 Analyse d'une polarisation rectiligne avec un analyseur à pénombre (en seconde lecture)

La description d'un analyseur à pénombre est proposée par Duffait [10, p. 182]. Cet appareil permet le pointé précis d'une variation de direction de polarisation (mesure par différence). Il est constitué d'un analyseur A solidaire d'une lame demi-onde L dont la direction d'une des lignes neutres fait un angle β faible avec la direction de l'analyseur. La lame demi-onde ne recouvre que la moitié de l'analyseur, si bien que lorsque l'on réalise l'image de l'appareil on obtient deux demi-disques d'éclairement différents I_1 et I_2 lorsque l'on l'éclaire avec une lumière polarisée rectilignement. Si α est l'angle entre la polarisation incidente et l'axe neutre de L , on a (le vérifier)

$$I_1 = I_0 \sin^2(\beta - \alpha) \quad \text{et} \quad I_2 = I_0 \sin^2(\beta + \alpha) \quad (2)$$

- ☞ Vérifier expérimentalement ces relations.

Le passage de l'obscurité d'une plage à l'autre se fait donc sur l'intervalle $[-\beta, \beta]$, et l'égalité des intensités se fait pour $\alpha = 0$.

Il existe une autre position de l'analyseur pour laquelle $I_1 = I_2$, mais elle n'est pas entourée d'extinctions et n'est donc pas pertinente pour le pointage précis.

2 Biréfringence linéaire

Pour des rappels succints sur le phénomène de biréfringence, vous pouvez vous reporter aux livres de S. Houard [15, p. 268] ou de R. Duffait [10, p. 137], sans doute plus pertinent. Ceux qui souhaitent (beaucoup) plus (trop) de détails peuvent se reporter aux livres de G. Bruhat [6] ou de M. Born et E. Wolf [3, ch. XV]. De façon générale, le déroulement du TP qui est proposé ici suit de très près le chapitre VII du livre de R. Duffait [10]. Une page précise est indiquée à chaque expérience, mais n'hésitez pas à travailler directement avec le livre.

Comme pour les expériences utilisant des polariseurs, il est préférable d'utiliser toujours un éclairage à peu près parallèle, en éloignant la lampe source du montage.

Terminons par un point de vocabulaire : le terme biréfringence désigne aussi bien le phénomène physique que la grandeur Δn qui sert à le quantifier.

2.1 Mise en évidence

La propriété la plus spectaculaire et donc la plus anciennement connue des matériaux biréfringents est de pouvoir séparer un rayon lumineux non polarisé en deux rayons de polarisations orthogonales. Pour mettre en évidence ce phénomène, le matériau doit être taillé et utilisé de manière particulière. Deux dispositifs, représentés figure 2 permettent des observations spectaculaires.

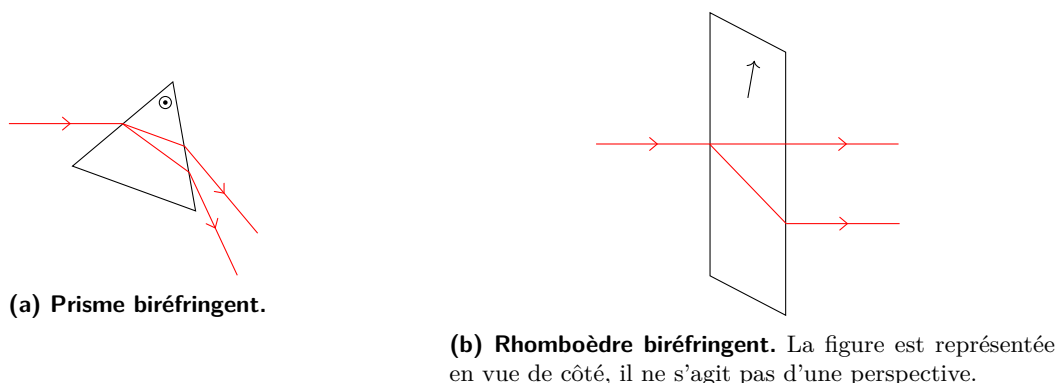


Figure 2 – Dispositifs permettant de séparer en deux un faisceau lumineux.

2.1.1 Le prisme biréfringent

Il s'agit d'un prisme pour lequel l'axe optique du milieu est parallèle aux arêtes du prisme, voir figure 2a. Suivant sa polarisation, la lumière voit deux indices différents, donc subit deux déviations différentes. L'utilisation d'un tel prisme est proposée par R. Duffait [10, p. 141].

- ✂ Faire l'image d'une fente en lumière blanche sur un écran.
- ✂ Intercaler le prisme de spath : on observe deux spectres colorés, correspondant aux rayons ordinaire et extraordinaire.
- ✂ Repérer à l'aide d'un analyseur en sortie ou d'un polariseur en entrée la nature de chaque spectre. En déduire le signe de $n_e - n_o$ pour le matériau considéré.

└ Monté sur un goniomètre, le prisme permet une mesure de n_e et de n_o séparément.

2.1.2 Le rhomboèdre biréfringent

Le cristal est ici taillé en rhomboèdre, l'axe optique étant selon sa diagonale, incliné par rapport aux faces d'entrée et de sortie, voir figure 2b. L'utilisation du rhomboèdre est proposée par Sextant [1, p. 277] et Duffait [10, p. 143].

- ✂ Faire l'image d'un petit diaphragme circulaire sur un écran assez éloigné.
- ✂ Intercaler le rhomboèdre. Le faire tourner sur lui-même.
- ✂ Interpréter en s'aidant d'un analyseur ou d'un polariseur. Est-ce l'image ordinaire qui tourne autour de l'image extraordinaire ou l'inverse ?

└ Le rhomboèdre peut s'utiliser également sur un rétroprojecteur en montage.

└ Deux rhomboèdres sont présents dans la collection, l'un donnant des résultats beaucoup plus spectaculaires et probants que l'autre.

└ Un tel dispositif est également parfois appelé « canon de spath ».

2.2 Lignes neutres des lames parallèles uniaxes

Une lame parallèle est une lame taillée de telle sorte que ses faces soient parallèles à l'axe optique. Rappelons qu'une onde polarisée parallèlement à l'axe optique d'un matériau uniaxe voit l'indice extraordinaire, alors qu'une onde polarisée dans le plan orthogonal voit l'indice ordinaire. Les lames de la collection sont stockées dans deux boîtes en bois, rangées en salle d'optique. L'expérience est présentée par Sextant [1, p. 283] et Duffait [10, p. 144].

- ✂ Faire l'image de la lame sur un écran.
- ✂ Placer un polariseur P avant la lame (ne pas oublier l'anticalorique) et un analyseur A après.
- ✂ En l'absence de la lame, croiser P et A. Replacer la lame : la lumière réapparaît en général. Faire tourner la lame dans son plan. On trouve deux directions perpendiculaires qui rétablissent l'extinction : les directions de P et A sont celles des lignes neutres de la lame. Une des deux est l'axe optique du cristal.

2.3 Interférences en lumière polarisée

2.3.1 Couleurs d'interférences

Ces expériences (et leur interprétation) sont proposées comme toujours par Sextant [1, p. 286] et Duffait [10, p. 145]. La discussion de Sextant [1, p. 285] sur ce qu'on entend par le terme « lame mince » est à lire.

- ✂ Effectuer l'expérience des lignes neutres décrite section 2.2 avec une lame biréfringente assez mince. La lumière qui réapparaît est colorée et le maximum de coloration est obtenu lorsque les lignes neutres sont à 45° de P et A. Passer en P et A parallèles : on voit apparaître les couleurs complémentaires. Interpréter.
- ✂ Intercaler une lame demi-onde puis une lame quart d'onde. Comment évoluent les couleurs ? Vérifier sur l'échelle des teintes de Newton, que vous trouverez dans le livre de Duffait [10, p. 148].

Un point important dans cette expérience est de comprendre pourquoi il s'agit bel et bien d'interférences et pas d'un autre effet chromatique.

2.3.2 Spectre cannelé de biréfringence

Lorsque la lame est épaisse (1 mm à 4 mm de spath taillé parallèlement à l'axe), on n'observe plus de teinte mais un blanc d'ordre supérieur.

- ✂ Former le spectre de la lumière correspondante sur un écran ou en utilisant un spectromètre numérique (voir le TP *Spectroscopie* si besoin).
- ✂ En comptant les cannelures, remonter à la biréfringence $|n_e - n_o|$.

2.3.3 Le compensateur de Babinet

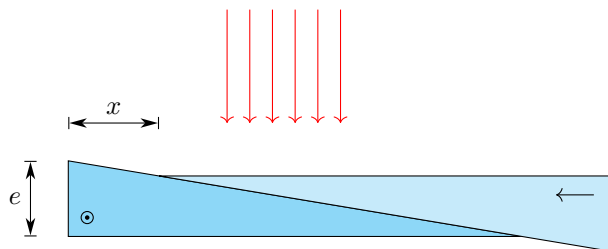


Figure 3 – Principe du compensateur de Babinet. En faisant coulisser l'un par rapport à l'autre deux prismes d'axes optiques orthogonaux, on peut compenser et mesurer la différence de marche entre rayon ordinaire et extraordinaire introduite par une lame biréfringente. En pratique, l'angle au sommet des prismes est de l'ordre de 1° .

On peut aussi mesurer la biréfringence d'une lame épaisse en utilisant un appareil appelé compensateur de Babinet. L'utilisation d'un Babinet est décrite par ... Duffait [10, p. 149] et Sextant [1, p. 291].

Le compensateur de Babinet est composé de deux prismes de faible ouverture, taillés dans le même matériau biréfringent, et pouvant glisser l'un sur l'autre à l'aide d'un vernier. Les axes optiques des deux prismes sont parallèles à la face d'entrée de l'appareil et perpendiculaires entre eux. Un zéro est matérialisé par un trait gravé sur un des deux prismes. À cet endroit, l'épaisseur du prisme gravé est $e/2$.

- ✂ Placer le compensateur à la place de la lame précédente, à 45° par rapport à l'analyseur et au polariseur.
- ✂ Former sur l'écran l'image de la face gravée du compensateur.
- ✂ Tourner le vernier jusqu'à l'apparition de franges irisées et d'une frange noire centrale, semblables aux franges de coin d'air observables avec un Michelson. Lorsque la frange noire est sur le repère, le compensateur est au zéro : l'épaisseur totale au niveau du repère est alors e , les deux prismes sont traversés sur la même épaisseur, et la polarisation n'est pas altérée (frange noire car A et P croisés).

- ✂ En intercalant un filtre interférentiel, étalonner le vernier en repérant le passage d'une frange (ou plusieurs pour être plus précis). On a ainsi une correspondance entre les graduations du vernier et la différence de marche introduite entre les deux polarisations.
- ✂ Repasser en lumière blanche et remettre le compensateur à zéro.
- ✂ Intercaler la lame biréfringente à étudier et la placer à 45° par rapport à l'analyseur et au polariseur, de manière à avoir une luminosité maximale sur l'écran. Les franges sont décalées, éventuellement hors du champ.
- ✂ Tourner le vernier pour ramener la frange centrale au niveau du repère.
- ✂ À partir du décalage des franges, mesurer la différence de marche $\delta = e\Delta n$ introduite par la lame biréfringente d'épaisseur e et en déduire sa biréfringence $\Delta n = n_e - n_o$.

La dépendance en la longueur d'onde de la biréfringence fait qu'a priori il n'y a qu'une frange quasi-achromatique en présence de la lame (si la lame est dans le même matériau que le compensateur, la compensation est parfaite).

2.4 D'autres expériences (en seconde lecture)

- ▷ **Étude en lumière convergente** [10, p. 156] : Observer les interférences obtenues à l'infini à la sortie d'une lame perpendiculaire entre polariseurs croisés (croix noire) puis entre polariseurs parallèles (croix blanche). L'interprétation n'est pas simple et demande une bonne compréhension des phénomènes de biréfringence.
- ▷ **Le barreau magique** [1, p. 294] : Prendre un barreau de plexiglas et l'éclairer longitudinalement par un faisceau laser polarisé. Lorsque les lignes neutres du barreau (dans le plan de la plaque de départ et sa perpendiculaire) sont à 45° de la vibration incidente, le faisceau à l'intérieur du barreau paraît pointillé lorsqu'on regarde transversalement suivant la direction de la vibration initiale : au cours de la progression de la lumière dans le barreau, la vibration passe successivement par des natures rectiligne, elliptique, circulaire, elliptique, rectiligne perpendiculaire, etc.
- ▷ **Photoélasticimétrie** : Remplacer la lame biréfringente par exemple par une touillette à café, et en former l'image sur l'écran. Interpréter les lignes noires et les colorations. Le même effet est illustré différemment par Duffait [10, p. 162].
- ▷ **Effet Kerr** [1, p. 308] ou [10, p. 163] : À faire avec le cristal de PZLT. Éventuellement superposer le compensateur de Babinet.
- ▷ **Biréfringence d'un nématique** [1, p. 303] En plaçant un cristal liquide nématique dans un contenant prismatique, mettre en évidence ses propriétés biréfringentes.

3 Biréfringence circulaire

Certains cristaux présentent des propriétés de biréfringence circulaire (on parle aussi de polarisation rotatoire) : l'asymétrie de leur structure cristalline fait tourner la polarisation de la lumière lorsque celle-ci se propage selon une direction particulière. Dans le cas du quartz par exemple, la polarisation rotatoire s'observe selon l'axe optique. L'effet est beaucoup plus faible que celui de la biréfringence linéaire (on le néglige donc lorsque l'on se propage selon un autre axe que l'axe optique).

Notons que contrairement à la biréfringence linéaire, la biréfringence circulaire ne nécessite pas une structure cristalline. Ainsi, certains composés mis en solution permettent d'observer le phénomène, comme par exemple le saccharose. Cet effet est très utilisé en chimie car c'est le seul qui permette de distinguer deux énantiomères.

On distingue les milieux lévogyres et dextrogyres selon le sens de rotation de la polarisation pointant vers le haut vu par l'observateur.

3.1 Mise en évidence et propriétés

L'expérience est proposée par Duffait [10, p. 167] et Sextant [1, p. 316].

- ✂ Utiliser un laser He-Ne (polarisé d'origine ou avec un polariseur) et l'éteindre avec un analyseur.
- ✂ Placer une lame de quartz taillée perpendiculairement à entre P et A et bien perpendiculairement au faisceau (se servir du faisceau réfléchi) : la lumière est partiellement rétablie.
- ✂ On retourne à l'extinction en tournant l'analyseur d'un angle θ . Vérifier que cette rotation dépend de l'épaisseur et de la nature dextrogyre ou lévogyre de la lame, mais qu'en revanche elle ne dépend pas du sens de traversée de la lame ni de sa rotation autour de son axe.

3.2 Mesure du pouvoir rotatoire

L'angle de rotation est, pour un cristal donné, proportionnel à l'épaisseur traversée : $\theta = \rho e$. Le montage permettant de mesurer ρ est décrit par Sextant [1, p. 318].

- ✂ Étudier diverses lames dont on vérifiera l'épaisseur au palmer, et faire une mesure de ρ . Il est nécessaire d'avoir une estimation préalable de ρ (chercher les valeurs tabulées) pour déterminer θ sans ambiguïté, une mesure de polarisation se faisant à π près.

└ Attention à ne pas rayer les lames avec le palmer ...

3.3 Dispersion rotatoire et spectre cannelé

L'expérience est présentée par Duffait [10, p. 170]. Sa réalisation est très semblable à celle du spectre cannelé de biréfringence mais l'effet physique est très différent : c'est important de bien comprendre pourquoi !

- ✂ Éclairer une lame présentant de la dispersion rotatoire (par exemple une lame de quartz taillé perpendiculairement) avec une QI en faisceau sensiblement parallèle (agir sur le condenseur) et faire son image sur l'écran.
- ✂ Placer un polariseur et un analyseur de part et d'autre de la lame : on observe une image colorée dont la couleur dépend de l'angle entre polariseur et analyseur. On peut étudier la loi $\theta(\lambda)$ au moyen de filtres interférentiels.

Ces couleurs ne proviennent pas d'interférences mais de l'extinction plus ou moins complète des vibrations dont la direction dépend de la longueur d'onde.

Cette dispersion est de la même nature que celle des indices de réfraction des solides (on peut interpréter le pouvoir rotatoire comme une double réfraction circulaire). Une loi en $A + B/\lambda^2$ donne une bonne première approximation pour le quartz dans le domaine visible.

- ✂ On peut également observer le spectre cannelé de polarisation rotatoire. En tournant l'analyseur ou le polariseur, on déplace les cannelures. Comment peut-on déterminer le caractère lévogyre ou dextrogyre d'une lame par l'observation de ce déplacement ?

3.4 Loi de Biot et applications

La loi de Biot relie l'angle α de rotation du plan de polarisation de la lumière lors de la traversée d'une solution de la concentration c . La convention usuelle en chimie est de donner un signe positif à α si l'observateur qui voit la lumière arriver observe une rotation dans le sens des aiguilles d'une montre (inverse du sens trigonométrique). Cette loi s'écrit

$$\alpha = [\alpha]_{\lambda T} \ell c \quad (3)$$

où ℓ est la longueur de solution traversée, c la concentration (molaire ou massique) de l'espèce considérée, et $[\alpha]_{\lambda T}$ le pouvoir rotatoire spécifique de la substance considérée, dépendant de la température, de la longueur d'onde, et du solvant. Cette grandeur peut être positive ou négative : deux molécules énantiomères ont pouvoirs rotatoires spécifiques opposés. En mesurant α on peut connaître la concentration d'une solution en une espèce optiquement active. Le principal champ d'application de cette loi étant la chimie, c'est sans surprise dans un livre de chimie que vous trouverez un protocole pertinent. Mentionnons par exemple celui de J.F. Le Maréchal [16, p. 17], livre incontournable en prépa agreg s'il en est.

- ✂ En utilisant une solution de saccharose, démontrer la proportionnalité en ℓ et en c de l'angle α .

└ Attention à l'hydrolyse lente du saccharose en glucose et fructose (qui provoque l'inversion du signe du pouvoir rotatoire de la solution). Il ne faut pas utiliser une solution trop ancienne.

3.5 Effet Faraday

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). Un barreau de longueur ℓ composé d'une telle substance, caractérisée par sa constante de Verdet V , est placé dans un champ magnétique B . L'angle de rotation β du plan de polarisation de la lumière lors de la traversée du barreau est $\beta = VB\ell$. Se référer au livre de C. Garing [13] pour plus de détails théoriques, en particulier sur la modélisation microscopique, et à ceux de Duffait [10, p. 174] et Sextant [1, p. 320] pour l'étude expérimentale.

- ✂ Un barreau de flint est placé dans l'entrefer d'un électroaimant à pièces polaires percées. Le faisceau laser polarisé (naturellement ou avec polariseur P) traverse le barreau, et sa polarisation tourne dans un sens dépendant de celui du courant dans les bobines.

- ✂ Placer un analyseur A en sortie de l'électroaimant, et le faire suivre d'un écran ou d'un photodétecteur.

- ✂ Croiser P et A. En établissant le champ B , la lumière est rétablie et il faut tourner A d'un angle $\alpha(B)$ pour rétablir l'extinction.
- ✂ Inverser le sens de B : la rotation est inversée.

| On améliore la précision de l'angle en mesurant 2α (on éteint pour $+B$, on rétablit l'extinction pour $-B$).
- ✂ Vérifier que α est proportionnel à B (en mesurant B avec une sonde de Hall ou simplement en mesurant le courant I qui traverse les bobines : la présence d'entrefer fait que B est pratiquement proportionnel à I). En déduire la constante de Verdet du matériau.

3.6 D'autres expériences (en seconde lecture)

- ▷ **Afficheur à cristaux liquides** : Placer l'afficheur entre polariseur et analyseur croisés. Quelle est l'action de l'afficheur sur la polarisation de la lumière lorsqu'il n'est pas alimenté? Appliquer une tension de quelques volts entre les électrodes. Observer et conclure quant au fonctionnement de l'appareil.
- ▷ **Modulateur de Faraday** [10, p. 174] : En utilisant l'effet Faraday, on peut moduler un signal optique pour le transporter.
- ▷ **Observation des domaines de Weiss** ... mais ça c'est pour la deuxième partie de l'année.

TP 7 – Photorécepteurs

Objectifs

Ce TP propose d'étudier les récepteurs de lumière, ou photorécepteurs. En particulier, on cherchera à

- ▷ comprendre quelles grandeurs permettent de caractériser un photorécepteur ;
- ▷ mesurer les propriétés d'un photorécepteur de type détecteur de flux (linéarité, temps de réponse, réponse spectrale) ;
- ▷ comprendre comment choisir un capteur et son circuit électronique adaptés à un montage optique donné.

Remarques préliminaires

Pour des raisons pédagogiques (l'étude des photorécepteurs est a priori un sujet que vous découvrirez), on se restreint volontairement dans le texte du TP à l'étude des détecteurs de flux, dont la finalité est de mesurer l'éclairement en un point, et même dans un premier temps à un unique détecteur de flux, la photodiode. On omet donc le cas des détecteurs d'image sur lequel vous pourrez travailler dans la suite de l'année si vous le souhaitez. Une bibliographie vous est proposée à ce sujet. Ces restrictions n'ont pas lieu d'être en montage.

Pour les mêmes raisons et pour rester expérimental, ce texte de TP ne détaille pas les mécanismes physiques microscopiques sur lesquels reposent le fonctionnement des photorécepteurs. Dans l'optique de l'oral, vous devez vous renseigner vous-même sur ce sujet, par exemple à l'aide du livre de Sextant [1, ch. II], concis, ou de celui de B. Saleh et M. Teich [20, ch. 18], beaucoup plus détaillé, ainsi que du livre de Asch [2, ch. 5]. Mentionnons simplement que deux principales classes de photorécepteurs se dégagent :

- ▷ les récepteurs **photoniques**, pour lesquels l'absorption d'un photon fait passer un porteur de charge du matériau dans un état excité, donnant lieu à un courant dépendant d'abord du nombre de photons reçus ;
- ▷ les récepteurs **thermiques**, pour lesquels l'absorption du rayonnement entraîne une élévation de température mesurable du matériau, sensible d'abord à l'énergie transportée.

Une des difficultés de l'étude des photorécepteurs est que leurs propriétés sont intriquées les unes avec les autres. Il faut donc prêter une attention particulière à ne faire varier qu'un seul et unique paramètre pour isoler la contribution voulue. Pour chaque expérience, demandez-vous quelles sont les grandeurs fixes et quelle est la grandeur variable.

1 Caractéristiques d'un photorécepteur

Un **photorécepteur** peut être défini comme étant un transducteur convertissant l'énergie lumineuse en un signal électrique exploitable par une chaîne de mesure ou de traitement de signal. On appelle **grandeur photosensible** la grandeur électrique (courant ou tension le plus souvent) dont la mesure donne accès au flux lumineux.

Dans cette définition, la finalité d'un photorécepteur est donc de mesurer l'énergie transportée par le rayonnement, et pas le nombre de photons. Ce n'est qu'un choix : l'objectif inverse peut tout à fait être poursuivi.

Commençons par une remarque essentielle : on parle (très) souvent des « propriétés du photorécepteur » pour désigner celles de la grandeur qui est mesurée. Attention alors à ne pas oublier que **les propriétés de la grandeur photosensible mesurée dépendent au moins autant du circuit électrique dans lequel le capteur est intégré que du capteur lui-même**. Cette idée essentielle se retrouvera tout au long du TP.

1.1 Sensibilité

La **sensibilité** d'un photorécepteur décrit la variation δS de la grandeur photosensible répondant à une petite variation $\delta\Phi$ du flux incident,

$$\Gamma = \frac{\delta S}{\delta\Phi}. \quad (1)$$

Pour faciliter l'exploitation des mesures, on cherche en général à ce que la sensibilité ne dépende pas du flux Φ , c'est-à-dire que la grandeur photosensible varie linéairement avec ce dernier :

$$S(\Phi) = \Gamma \Phi + S_0. \quad (2)$$

La constante S_0 est la **valeur d'obscurité** de la grandeur photosensible. Si un photorécepteur vérifie une telle relation, il est dit **linéaire**. Attention, même pour un récepteur linéaire, la sensibilité Γ peut dépendre de la composition spectrale du rayonnement, comme expliqué dans le paragraphe suivant.

1.2 Réponse spectrale

Physiquement parlant, la réponse spectrale décrit les variations de la grandeur photosensible associée à deux rayonnements monochromatiques de longueur d'onde différentes, mais transportant le même flux.

De façon plus précise, la grandeur photosensible dépend de la composition spectrale du rayonnement, décrite par le flux spectral $\varphi(\lambda)$. Ainsi,

$$S = \int s(\lambda) d\lambda. \quad (3)$$

Si le récepteur est linéaire, ce résultat s'écrit sous la forme

$$S = \int \gamma(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda, \quad (4)$$

où $\gamma(\lambda)$ est la **réponse spectrale** ou **sensibilité spectrale** du récepteur. Si le récepteur n'est pas linéaire, définir mathématiquement la réponse spectrale est moins simple car cette dernière peut dépendre du flux.

Dans le cas où la dépendance en λ peut être négligée sur la gamme de longueurs d'onde explorée ($\gamma(\lambda) = C^{te}$), la réponse spectrale est dite **plate**. Si la réponse spectrale n'est pas plate, la sensibilité totale Γ du photorécepteur dépend de la composition spectrale du rayonnement.

1.3 Temps de réponse

Les grandeurs précédentes décrivent la réponse statique du capteur. Sa capacité à suivre les variations temporelles du flux lumineux joue également un rôle clé. Elle est caractérisée par son (ou ses) **temps de réponse**. Pour le définir en pratique, on soumet le détecteur à une variation brutale d'éclairement, et on mesure le temps nécessaire pour que la grandeur photosensible S atteigne une fraction arbitraire de sa valeur asymptotique. Les temps de réponse en montée et en descente ne sont pas nécessairement identiques, puisque les mécanismes microscopiques impliqués diffèrent.

*Rappelons que le propre d'un récepteur optique adapté au domaine visible est d'avoir un temps de réponse bien plus grand que la période de l'onde électromagnétique ($\sim 10^{-15}$ s). Par conséquent, la réponse qu'il délivre n'est proportionnelle qu'à l'énergie moyenne qu'il reçoit pendant un temps de l'ordre de son temps de réponse, appelé **temps d'intégration**.*

1.4 Autres caractéristiques

Les caractéristiques précédentes sont celles qui sont les plus pertinentes pour des détecteurs de flux, dont la finalité est de mesurer l'éclairement en un point de l'espace. Pour des détecteurs d'image, d'autres caractéristiques entrent en jeu, en particulier la résolution spatiale. Mentionnons aussi qu'il devient nécessaire de distinguer plusieurs temps de réponse. Pour plus de détail, vous pouvez vous reporter au livre de Sextant [1, p. 86] et à l'article de J. Cazenave dans le BUP 762 [7].

En outre, en tant qu'instrument de mesure, toutes les autres caractéristiques métrologiques propres aux capteurs en général s'appliquent également aux photorécepteurs. Mentionnons en particulier la fidélité, la justesse, la précision, ou encore la reproductibilité. Pour une définition de ces caractéristiques métrologiques, vous pouvez vous reporter au dictionnaire de Richard Taillet [24].

2 Photodiode

🚫🚫🚫 **Attention !** Les expériences nécessitent d'utiliser une photodiode nue (par exemple P18.38), et non pas une photodiode munie d'un circuit électrique intégré (par exemple P18.35) qui ne pourrait pas être caractérisée correctement.

2.1 Comportement

Une photodiode est une diode, c'est-à-dire une jonction PN entre deux semi-conducteurs dopés différemment. À l'interface entre les deux semi-conducteurs se forme une zone appauvrie en porteurs majoritaires, la zone de déplétion ou zone de charge d'espace. Lorsque la photodiode est éclairée, des paires électron-trou se forment dans la zone de déplétion et quittent la jonction de part et d'autre, donnant naissance à un courant électrique. Ce courant, appelé **photocourant** est la grandeur photosensible de la photodiode : l'objectif est donc de le mesurer.

Ainsi, du point de vue électrocinétique, une photodiode se comporte comme une diode dont la caractéristique courant-tension est décalée d'une quantité correspondant au photocourant. C'est ce qui est représenté sur la figure 3, que nous commenterons un peu plus tard.

2.2 Mesure de caractéristique électrique

La première étape pour appréhender le comportement d'un photorécepteur est de mesurer sa caractéristique électrique courant-tension pour plusieurs flux lumineux, ce qui permet d'identifier sans ambiguïté sa grandeur photosensible. Pour ce faire, on utilise les montages présentés figures 1 et 2.

Sextant [1, p. 62] propose un protocole de mesure de caractéristiques, mais différent de celui que nous envisageons ici. Les montages électriques sont proches, mais le montage optique proposé ici permet une étude vraiment plus simple de la linéarité par la suite.

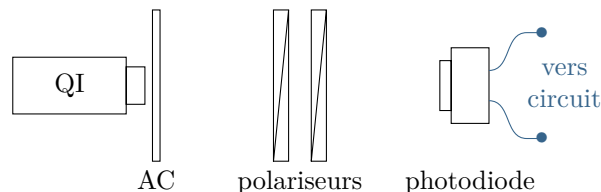
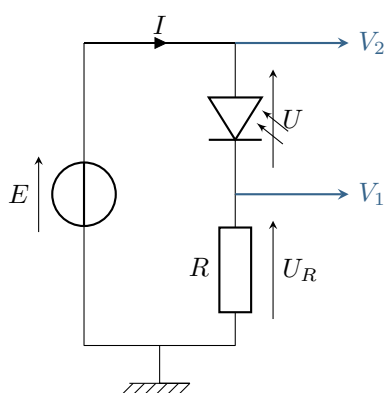
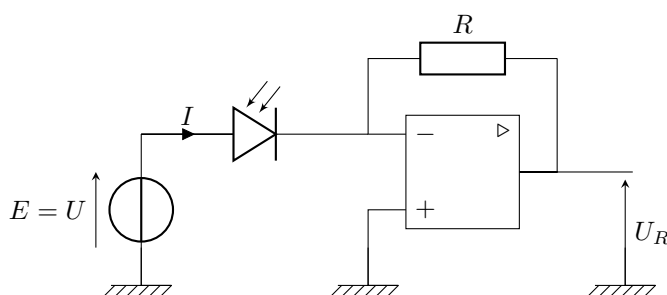


Figure 1 – Montage optique pour la mesure d'une caractéristique. Un dispositif optique basé sur deux polariseurs permet de faire varier le flux lumineux suivant la loi de Malus, et donc le photocourant.



(a) Montage à résistance de charge.



(b) Montage à amplificateur opérationnel.

Figure 2 – Montages électriques pour la mesure d'un réseau de caractéristiques $I(U)$ d'une photodiode. Dans les deux montages, la tension E peut varier. (a) La tension U est obtenue par soustraction des deux tensions mesurées, V_1 et V_2 , alors que le courant est obtenu via la mesure de tension aux bornes de la résistance. (b) La photodiode est soumise à la tension E et parcourue par le courant I , que l'on obtient via la mesure de U_R . Ce montage permet en général de s'affranchir de l'impédance d'entrée de l'appareil mesurant U_R .

Deux choix sont possibles pour le montage électrique. Le premier consiste à opter pour un montage à résistance de charge, figure 2a, habituel pour une mesure de caractéristique : la photodiode est montée en série avec une résistance, et la caractéristique s'obtient à partir des tensions aux bornes des deux composants. L'autre choix est un montage à amplificateur opérationnel, figure 2b, reposant sur un convertisseur courant-tension. Comme les courants de polarisation de l'amplificateur opérationnel sont négligeables devant le photocourant, le convertisseur courant-tension a une impédance d'entrée nulle, et ce montage permet de s'affranchir de l'impédance d'entrée de l'appareil mesurant U_R .

Pour bien comprendre le montage à résistance de charge, il est utile de s'intéresser à son point de fonctionnement. Ce dernier est l'intersection de la caractéristique de la photodiode $I = I_{phd}(U; \Phi)$ avec la droite de charge d'équation $I = (E - U)/R$, voir figure 3. En faisant varier la tension de polarisation E à flux lumineux fixé, on parcourt ainsi la caractéristique en déplaçant la droite de charge parallèlement à elle-même, puisqu'on fait varier son ordonnée à l'origine E/R en préservant sa pente $-1/R$.

- ✂ Mettre en place un des montages électriques. Le montage à AO est plus simple, mais le montage à résistance de charge donne accès à une physique plus riche, c'est pourquoi on conseille plutôt d'étudier ce dernier dans ce TP⁽¹⁾. Les deux montages se rencontrent en pratique car leurs performances diffèrent.

On conseille de faire toutes les mesures de tension avec une carte d'acquisition reliée à un ordinateur, afin de pouvoir superposer plusieurs caractéristiques sur une même figure.

(1). Par contre, si vous voulez utiliser la photodiode comme simple capteur dans une autre expérience, utiliser le montage à AO peut être une meilleure idée.

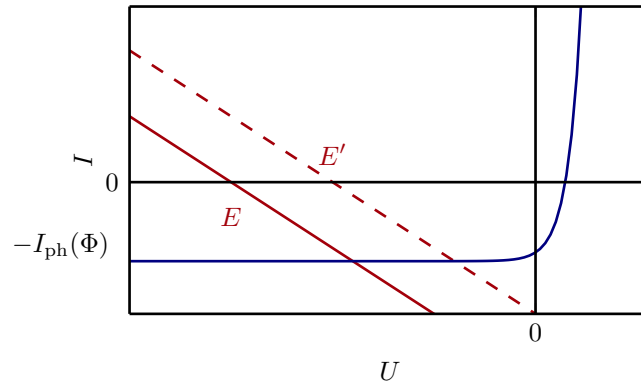


Figure 3 – Point de fonctionnement d'un montage à résistance de charge. Le point de fonctionnement se trouve à l'intersection de la caractéristique de la photodiode, en bleu, et de la droite de charge, en rouge. Deux droites de charge, correspondant à deux tensions E et E' différentes pour une même résistance R , ont été représentées.

Pour moduler à volonté le flux lumineux, on utilise un montage optique utilisant deux polariseurs dont on fait varier l'orientation relative.

✂ Pour un flux donné, relever une caractéristique de la photodiode.

On pourrait relever la courbe point par point en utilisant une alimentation continue réglable, mais on conseille plutôt de balayer directement la caractéristique en appliquant une tension E variable. Dans ce cas, la période imposée par le générateur doit être très grande devant le temps de réponse du montage (incluant tous les effets capacitifs du circuit) afin d'acquiescer une caractéristique quasi-statique. Choisir une fréquence de quelques Hertz convient (la mesure du temps de réponse permettra de le justifier à la fin du TP).

✂ Faire varier le flux lumineux à l'aide du dispositif choisi, et réitérer la mesure autant de fois que voulu.

✂ Tracer le réseau de caractéristiques $U_{\Phi}(I)$.

2.3 Choix des composants pour une utilisation future de la photodiode

Pour mener la suite des expériences, il est pédagogiquement important de fixer la valeur de la tension E (constante) et de la résistance R . En effet, il n'est pas raisonnable dans une optique « capteur » d'avoir à tracer une caractéristique complète et de lire l'ordonnée du plateau pour en déduire le flux. Au contraire, on cherche plutôt à ce qu'une seule mesure de tension, lue sur un voltmètre, puisse directement être convertie en la valeur du flux.

2.3.1 Montage à amplificateur opérationnel

Le montage à AO ne nécessite pas de polariser la photodiode : prendre $E = 0$ convient, et on peut donc enlever le GBF imposant cette tension. Le seul composant à choisir est donc la résistance R , qui assure la conversion courant-tension, puisque $U_R = RI$. Pour obtenir les plus grandes valeurs de tension, privilégier de grandes valeurs de résistance.

2.3.2 Montage à résistance de charge

Le courant I n'est égal en bonne approximation au photocourant $-I_{ph}(\Phi)$ que sur le plateau de la caractéristique. Le point de fonctionnement du circuit doit donc être dans le quadrant ($U < 0, I < 0$), c'est-à-dire pour une tension U aux bornes de la photodiode négative. La tension de polarisation E_0 doit donc être choisie pour imposer le signe de $U < 0$, c'est-à-dire de telle sorte que la photodiode soit polarisée en inverse, et aussi grande que possible en valeur absolue. La valeur de $|E_0|$ ne doit néanmoins pas être excessive, pour éviter des non-linéarités dans le comportement de la photodiode.

Le choix de la résistance de charge R relève quant à lui de deux exigences antagonistes. D'une part, à flux lumineux et donc photocourant fixé, il faut que la tension U_R soit la plus élevée possible, et donc que R soit le plus grand possible, afin de maximiser la sensibilité de la mesure. D'autre part, une fois la tension de polarisation fixée, il ne faut pas que R soit trop grand, sous peine que le point de fonctionnement du circuit quitte le palier de la caractéristique, où le courant est assimilable au photocourant : il faut donc $R \ll R_c(\Phi) = \left| \frac{E_0}{I_{ph}(\Phi)} \right|$.

✂ Éclairer la photodiode avec ce qui sera l'éclairement maximal reçu pendant l'expérience.

Pour un montage « normal », c'est-à-dire où la photodiode reçoit l'essentiel de l'éclairement, éclairer la photodiode directement avec la lampe source.

Le fait de régler le circuit de polarisation sous éclairage maximal permet de s'assurer que le réglage demeure correct pour tous les éclairages rencontrés dans l'expérience, nécessairement inférieurs, et donc correspondant à des photocourants plus faibles et des caractéristiques plus hautes.

- ✂ Imposer la tension de polarisation E_0 , en veillant à son signe. En termes d'amplitude, $|E_0| \sim 5 \text{ V}$ est un ordre de grandeur raisonnable. Choisir la résistance de charge de l'ordre de $10 \text{ k}\Omega$.
- ✂ Pour s'assurer d'être dans le bon quadrant de la caractéristique, faire varier rapidement la valeur R de la résistance de charge. Sa valeur convient tant que U_R demeure proportionnelle à R . Choisir la résistance de charge la plus élevée possible parmi les valeurs permises, ce qui assure la meilleure sensibilité.

Ce faisant, on s'assure que le courant traversant le circuit ne dépend pas de la résistance de charge. L'étude précédente montre que ce n'est le cas que sur le plateau de la caractéristique, où doit être le point de fonctionnement du circuit.

3 Étude de la linéarité

Le présent protocole permet d'étudier la linéarité de n'importe quel photorécepteur, et on propose de l'appliquer à la photodiode. Il s'agit d'exploiter la loi de Malus pour faire varier de façon contrôlée le flux reçu par un photorécepteur. Un tel protocole n'est à la connaissance de l'auteur de ce TP pas détaillé dans les livres dont l'usage est fréquent en prépa agreg.

- ✂ Préparer le photorécepteur et le dispositif électronique servant à mesurer la grandeur photosensible S .
- ✂ Le montage optique est celui représenté figure 1. Placer le polariseur sur la position 90° , puis tourner l'analyseur afin de le placer dans la position où polariseurs et analyseurs sont croisés, correspondant au minimum de lumière transmise. Ne plus toucher à l'analyseur par la suite.
- ✂ Relever la réponse du photorécepteur pour différents angles entre 90° et -90° . Mesurer à la fois $S(+\theta)$ et $S(-\theta)$, ce qui permet de s'affranchir de l'erreur systématique discutée par la suite.
- ✂ Tracer

$$\bar{S}(\theta) = \frac{S(+\theta) + S(-\theta)}{2} \quad (5)$$

en fonction de $\cos^2 \theta$ pour avoir accès à la réponse du photorécepteur.

Cette méthode permet de s'affranchir de l'erreur sur le repérage de la position où polariseur et analyseur sont croisés. Plus précisément, il réduit son influence à un terme d'ordre 2 plutôt qu'un terme d'ordre 1. Vous pouvez démontrer ce résultat par un développement limité.

La courbe $\bar{S}(\cos^2 \theta)$ pourrait servir d'étalonnage au photorécepteur, mais il est nécessaire de connaître également la valeur du flux qu'il reçoit. C'est en pratique assez difficile car il n'est pas simple de contrôler avec précision la surface de récepteur éclairée, ou inversement la quantité de lumière ne servant pas à éclairer la zone sensible du récepteur. En outre, comme mentionné section 1.2, il ne s'agirait d'un étalonnage que pour la composition spectrale sortant de l'analyseur, ce qui est d'une portée pour le moins restreinte.

- ✂ Si le temps le permet, il est intéressant de reproduire la mesure pour deux valeurs de résistance de charge, l'une bien choisie et l'autre supérieure à la résistance critique R_c définie section 2.3.2.

Cela permet d'illustrer que **la linéarité d'un photorécepteur dépend du circuit de lecture de la grandeur photosensible**. Comme mentionné en introduction, le terme « linéarité du photorécepteur » doit ici être compris comme « linéarité de la grandeur mesurée ».

4 Étude de la réponse spectrale

Le point clé de l'étude de la réponse spectrale d'un récepteur est d'isoler la dépendance en longueur d'onde de la grandeur photosensible des autres, ce qui exige de travailler avec des rayonnements monochromatiques de longueurs d'onde variables mais dont toutes les autres caractéristiques sont fixées. De façon générale, pour mesurer la réponse spectrale d'un photorécepteur « inconnu », le flux lumineux doit être le même pour toutes les longueurs d'onde utilisées. Une source produisant de tels rayonnements n'étant pas accessible facilement, on peut se contenter, dans le cas particulier d'un photorécepteur linéaire (ici, une photodiode), de normaliser les résultats à l'aide de mesures complémentaires réalisées avec un photorécepteur dont la dépendance de la réponse vis-à-vis de la longueur d'onde est négligeable (ici, une thermopile).

Le présent protocole se retrouve dans le livre de Duffait [10, p. 195], mais appliqué à des récepteurs différents.

4.1 Étalonnage de la source avec une thermopile

Une thermopile est un récepteur thermique, dont on sait par construction que la réponse spectrale est plate en très bonne approximation. Le fonctionnement des récepteurs thermiques est bien expliqué par Sextant [1, p. 77].

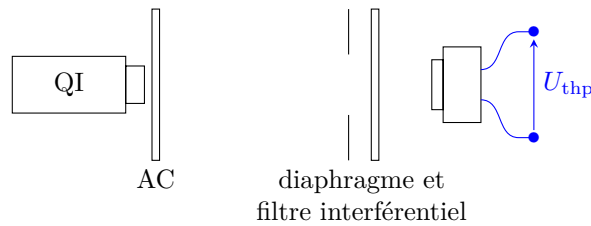


Figure 4 – Étalonnage de la source. La source est constituée de la lampe quartz-iode et du filtre interférentiel. La thermopile convertit le flux qu'elle reçoit en tension, qu'on mesure.

- ✂ Aligner une lampe quartz-iode et son filtre anti-calorique, une roue de filtres interférentiels et la thermopile, comme représenté figure 4.

Placer le filtre interférentiel assez proche de la thermopile, pour la protéger des éventuelles réflexions parasites et de la lumière ambiante résiduelle. Si le filtre n'est pas de très bonne qualité, notamment au niveau des bords, il peut être intéressant d'ajouter un diaphragme juste devant lui.

- ✂ Pour différents filtres interférentiels, relever la tension $U_{thp}(\lambda)$ aux bornes de la thermopile à l'aide d'un micro- ou nano-voltmètre. On a alors accès, à une constante multiplicative près, au flux lumineux entrant dans la thermopile.

Les thermopiles sont étalonnées, et leur notice donne la constante de proportionnalité entre tension et flux lumineux. Néanmoins, celle-ci dépend sensiblement de l'âge de la thermopile, et la valeur rapportée sur la notice n'est pas toujours fiable.

Au vu des variations du signal donné par la thermopile, il peut être intéressant de faire plusieurs mesures avec le même filtre et de moyenner les tensions obtenues.

Nous conseillons l'usage du nanovoltmètre Keithley, P52.2.

4.2 Mesure de la réponse spectrale d'un photorécepteur linéaire

Insistons : **ce protocole n'est valable que pour un photorécepteur linéaire** ! Duffait propose de l'appliquer à une photorésistance, qui est un récepteur non-linéaire : c'est une erreur, le résultat obtenu n'ayant aucun sens.

- ✂ Remplacer la thermopile par le photorécepteur à caractériser. L'éventuel circuit électronique de lecture doit être construit de telle sorte que la grandeur S_{rec} finalement mesurée varie linéairement avec le flux.

Pour que les résultats soient comparables, il faut placer le récepteur inconnu à peu près à l'endroit où était placée la thermopile. Pour les mêmes raisons, il ne faut déplacer ni la lampe QI, ni la roue de filtres interférentiels.

La réponse spectrale est intrinsèque au récepteur et indépendante du circuit électronique de mesure. Par conséquent, le fonctionnement linéaire est l'unique contrainte qui pèse sur ce dernier.

- ✂ Pour différents filtres interférentiels, relever la grandeur d'intérêt $S_{rec}(\lambda)$.

- ✂ La courbe $S_{rec}(\lambda)/U_{thp}(\lambda)$ donne accès à la réponse spectrale du photorécepteur à une constante (dimensionnée) multiplicative près.

4.3 Pistes pour la mesure de la réponse spectrale d'un photorécepteur non-linéaire

La lampe quartz-iode émettant un spectre de type corps noir, le flux spectral dépend fortement de la longueur d'onde, et par conséquent le protocole envisagé précédemment ne permet pas de mesurer la réponse spectrale d'un récepteur non-linéaire. On pourrait envisager d'utiliser une lampe quartz-iode et des filtres interférentiels associés à un doublet de polariseurs pour modifier le flux sortant de façon contrôlée. Le réglage de l'orientation relative des polariseurs se fait en mesurant le flux par un récepteur de réponse spectrale plate, par exemple une thermopile, dont le temps de réponse rend l'opération particulièrement fastidieuse.

5 Étude de la réponse dynamique

5.1 Principe

L'expérience consiste à éclairer un photorécepteur avec une source produisant un flux variable. Le profil d'oscillation doit s'approcher le plus possible d'un profil de type créneau : le temps de montée et de descente de l'éclairement doit être plus faible que le temps de réponse du photorécepteur pour que ce dernier puisse être mesuré.

Une première idée est d'utiliser une source lumineuse continue dont le flux est modulé mécaniquement par un hacheur optique⁽²⁾. Les hacheurs optiques disponibles dans la collection ne permettent pas d'atteindre des temps caractéristiques inférieurs à la milliseconde, ce qui est en général insuffisant.

Une autre possibilité consiste à utiliser un stroboscope, qui permet de produire des flashes de fréquence variable. Néanmoins, ces flashes sont mal caractérisés, et le principe même de fonctionnement d'un stroboscope, basé sur la surtension aux bornes d'une bobine, fait qu'ils sont dissymétriques à la montée et à la descente. En outre, l'éclairement est tel qu'il peut conduire à la saturation du photorécepteur. L'utilisation d'un stroboscope est donc déconseillée pour des expériences quantitatives, mais peut permettre des illustrations qualitatives ou des comparaisons entre deux récepteurs.

La solution pour laquelle nous proposons d'opter est d'utiliser une diode laser commandée par un signal TTL. Les temps caractéristiques du signal TTL et de la diode laser trouvés dans la documentation technique sont du même ordre de grandeur, à savoir quelques nanosecondes, ce qui est donc le temps caractéristique de l'éclairement produit par un tel dispositif.

5.2 Protocole

Un schéma du dispositif utilisé est représenté figure 5. La diode laser est commandée par un signal TTL provenant d'un générateur basse fréquence. Elle éclaire un photorécepteur, dont on mesure la grandeur photosensible. Nous proposons d'utiliser la diode P5.16, qui ne marche efficacement que si la fréquence du TTL est suffisamment élevée, de l'ordre de quelques kHz. Les idées permettant d'interpréter correctement l'expérience sont détaillées par Sextant [1, p. 69].

Ce protocole permet en principe d'étudier n'importe quel photorécepteur, mais nous allons nous concentrer sur l'étude d'une photodiode. Pour faciliter l'interprétation quantitative des résultats, on conseille d'utiliser un montage à résistance de charge et de choisir comme grandeur photosensible la tension aux bornes de la photodiode, mais l'étude peut être réalisée sans problème avec un autre montage.



Figure 5 – Schéma de l'expérience. Une diode laser commandée par un générateur de signal TTL éclaire un photorécepteur. La grandeur photosensible du photorécepteur est mesurée à l'oscilloscope via un circuit électronique.

- ⌘ Éclairer la photodiode par la diode laser commandée par un signal TTL.
- ⌘ Acquérir la grandeur photosensible sur un oscilloscope et mesurer les temps de montée et de descente du signal.

Il est cette fois conseillé d'utiliser un oscilloscope plutôt qu'une carte d'acquisition interfacée car la bande passante d'un oscilloscope étant plus grande que celle d'une carte d'acquisition, elle risque moins d'affecter le résultat des mesures.
- ⌘ Commencer par vérifier que les temps de montée et de descente de la photodiode diffèrent, quel que soit le circuit utilisé.
- ⌘ Dans le cas où vous avez choisi le montage à résistance de charge, vérifier que les deux temps varient linéairement avec la résistance R . Justifier que cela s'interprète comme étant dû à des effets capacitifs, et en déduire l'ordre de grandeur de la capacité (appelée capacité de jonction de la photodiode) mise en jeu.

Attention, cette capacité apparaît comme montée en parallèle avec celle du câble coaxial reliant le circuit à l'oscilloscope et avec la capacité d'entrée dudit oscilloscope. L'étude électrocinétique d'un

(2). Un hacheur optique se compose d'un disque alternant zones opaques et transparentes et tournant à une vitesse de rotation contrôlée.

circuit équivalent conduit à un temps caractéristique $\tau = R(C_{\text{oscillo}} + C_{\text{coax}} + C_{\text{jonction}})$.

La notion de capacité de jonction est subtile : cette capacité dépend du point de fonctionnement de la photodiode, ce qui inclut la tension à ses bornes et le flux lumineux qui l'éclaire. Pour des variations de flux ON-OFF comme celles étudiées ici, il n'y a aucune raison pour que la capacité de jonction soit la même à la montée et à la descente.

✂ Dans le cas où vous avez choisi le montage à AO, le temps de réponse ne dépend pas de la résistance R , mais il est limité par le slew rate de l'AO.

Cela permet d'illustrer que **les temps de réponse d'un photorécepteur dépendent du circuit de lecture de la grandeur photosensible**. Une nouvelle fois, le terme « photorécepteur » doit ici être compris comme « grandeur mesurée ».

6 D'autres expériences (en seconde lecture)

6.1 Étude d'une photorésistance

Une photorésistance est un conducteur ohmique, faite d'un matériau semi-conducteur dopé, dont la conductivité est modifiée lorsqu'il est éclairé. Elle peut s'étudier à l'aide de protocoles analogues à ceux présentés pour l'étude de la photodiode.

Sa grandeur photosensible est sa résistance, qui peut directement être mesurée à l'ohmmètre. Toutefois, une photorésistance est un récepteur fortement non-linéaire, dont la résistance peut varier sur plusieurs ordres de grandeur. L'étude de sa réponse spectrale est donc particulièrement compliquée, voir paragraphe 4. Ses temps de réponse diffèrent beaucoup à la montée et à la descente mais sont longs, ils peuvent donc facilement être mis en évidence.

L'étude de la photorésistance est proposée par Sextant [1, p. 70] et Duffait [10, p. 195]. Attention, le protocole proposé par Duffait pour mesurer la réponse spectrale d'une photorésistance est erroné. Une utilisation amusante et proche des applications de la photorésistance consiste à l'utiliser pour allumer une lampe lorsque la lumière ambiante est trop faible. Un circuit utilisant un relai est proposé dans le BUP 676 [4], mais vous pouvez aussi envisager un circuit basé sur un pont de Wien et une DEL. Les photorésistances sont référencées P18.12.

6.2 Étude d'une photopile

Un photorécepteur peut ne pas avoir pour finalité de mesurer l'éclairement qu'il reçoit, mais plus prosaïquement d'assurer la conversion d'énergie lumineuse en énergie électrique, par exemple dans le but d'assurer l'alimentation d'une maison. Comme une portion de la caractéristique d'une photodiode se trouve dans le quadrant ($U > 0, I > 0$), cette dernière peut agir en dipole actif : on parle alors de photopile.

Sextant [1, p. 84] propose de déterminer simplement le rendement d'une telle photopile. Attention alors au matériel utilisé : les photopiles et photodiodes ne sont pas les mêmes, une photopile a notamment une surface sensible beaucoup plus grande. Les photopiles sont référencées P18.20.

6.3 Détection d'image

Le fonctionnement d'un détecteur d'image doit obéir à des contraintes bien différentes de celles d'un détecteur de flux. Sextant toujours [1, p. 86] et J. Cazenave dans le BUP 762 [7] (qui date un peu) présentent le fonctionnement des capteurs CCD. N'hésitez pas également à jeter un œil à la notice de Caliens.

Sur le plan expérimental, il est possible de mesurer la résolution de Caliens à l'aide d'une expérience du type critère de Rayleigh. Cette expérience est décrite dans le cahier laissé en permanence en salle d'optique.

TP 8 – Compléments sur les lasers

Remarque préliminaire

Au vu de l'importance des lasers, tant dans la vie courante que dans le quotidien d'un agrégatif, il nous semble utile d'avoir les idées claires sur ce qui sort vraiment du laser et qu'on n'a pas le droit de regarder dans les yeux. Les expériences présentées dans ce TP-complément ne se rapportent à aucun montage ⁽¹⁾, c'est pourquoi aucune séance ne leur est explicitement consacrée : faites-les seulement si vous avez le temps et si ça vous intéresse, sachant qu'il est prioritaire de comprendre et savoir monter les expériences plus directement exploitables.

Objectifs

Les expériences présentées ici ont pour but de

- ▷ caractériser et déterminer les propriétés géométriques d'un faisceau laser ;
- ▷ mettre en évidence ses propriétés spectrales et comprendre leur origine.

Comme prérequis à ces expériences, il est très utile de comprendre les grandes lignes de l'émission laser (rôles respectifs de l'émission stimulée, du milieu amplificateur, de la cavité laser). Les livres de D. Dangoisse [8] et R. Taillet [23] présentent efficacement ces notions théoriques.

1 Propriétés spatiales

Un faisceau laser est décrite en bonne approximation par un faisceau gaussien. On propose dans cette partie de vérifier expérimentalement le caractère gaussien d'un faisceau laser, et d'en mesurer les paramètres.

1.1 Profil gaussien

Dans un plan orthogonal au faisceau, l'intensité lumineuse est gaussienne (du moins dans le mode transverse fondamental TEM₀₀), c'est-à-dire de la forme

$$I(r) = I_0 \exp\left(-2\frac{r^2}{w^2}\right) \quad (1)$$

où r est la coordonnée radiale par rapport au centre du faisceau, et w une longueur appelée rayon du faisceau.

- ✂ Avec une barette CCD (e.g. Caliens), enregistrer le profil du faisceau d'un laser He-Ne de bonne qualité. Idéalement, il faut placer la barette sur le centre du faisceau. Avec un logiciel de traitement de données, vérifier que le profil d'intensité est bien gaussien. Déterminer w .

Le département a récemment fait l'acquisition de caméras CCD bidimensionnelles : vous pouvez les utiliser pour visualiser l'ensemble du faisceau laser, et en particulier tester si sa géométrie est ou non invariante par rotation.

1.2 Divergence et waist

Le long de la direction de propagation z , le rayon $w(z)$ du faisceau varie selon

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad \text{avec} \quad z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2)$$

Dans cette formule, $w_0 = w(0)$ est le minimum de $w(z)$, atteint par convention en $z = 0$. Ce rayon minimal est appelé *waist* du faisceau gaussien. Il s'agit d'une des caractéristiques géométriques principales du faisceau. La grandeur z_0 est appelée longueur de Rayleigh, et représente l'ordre de grandeur de la distance sur laquelle le faisceau reste focalisé ; à grande distance, la demi-ouverture angulaire du faisceau est $\theta = w_0/z_0 = \lambda/\pi w_0$.

- ✂ Toujours avec un laser He-Ne, mesurer le profil du faisceau et déterminer $w(z)$ pour différentes positions z . Comparer à la forme attendue et déterminer le waist w_0 .

En pratique, le waist est généralement situé à la sortie de la cavité laser.

(1). Elles se rapportaient en fait à l'ancien montage « Laser » qui a disparu de la liste depuis 2014.

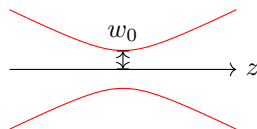


Figure 1 – Variation du rayon du faisceau le long de la direction de propagation. On représente le rayon $w(z)$ du faisceau le long de la direction z le long de laquelle il se propage.

1.3 Diode laser

Le faisceau émis par une diode laser est assez divergent, à cause de la diffraction. Cette divergence est en général corrigée par une lentille collimatrice. En mesurant la divergence du faisceau dans les deux directions transverses pertinentes (après avoir ôté la lentille), on peut remonter, par une formule de diffraction $\sin \theta = \lambda/a$ à un ordre de grandeur des dimensions transverses a et b du barreau constituant la diode laser.

2 Propriétés spectrales

2.1 Modes longitudinaux d'un laser Hélium-Néon

À l'aide d'une cavité d'analyse Fabry-Pérot de marque Melles-Griot (P17.11), on peut étudier les modes longitudinaux d'un laser hélium-néon. Cette expérience est détaillée dans le TP *Spectroscopie* (page 45).

2.2 Modes longitudinaux d'une diode laser

Avec une diode laser dont la longueur de la cavité ne fait que 200 μm à 400 μm , les modes sont suffisamment distants pour pouvoir être résolus avec un bon spectroscope sans avoir recours à la cavité d'analyse.

Le réglage est pour obtenir la résolution nécessaire est fastidieux : utiliser un réseau très dispersif (au moins 1200 mm^{-1}) et une barette CCD pour la détection.

On peut aussi mettre en évidence ces modes régulièrement espacés avec un interféromètre de Michelson réglé en anneaux d'égale inclinaison, on observe en effet que le contraste chute à zéro pour un déplacement du chariot de l'ordre du millimètre, puis réapparaît périodiquement.

2.3 Influence de la cavité

Il existe dans la collection un laser dont le boîtier est transparent, ce qui permet d'observer la lumière diffusée sur les côtés de la cavité. Ce laser étant plus puissant que les autres, il est rangé sous clé : demander aux techniciens.

☞ En utilisant un spectromètre interfacé (type Spid-HR), observer le spectre de la lumière diffusée et comparer à celui du faisceau.

Sous l'effet simultané de l'émission stimulée et des interférences dans la cavité, le spectre du faisceau est beaucoup mieux résolu. On peut également observer plusieurs raies parasites dans le spectre de la lumière diffusée.

Bibliographie

- [1] Sextant (COLLECTIF). *Optique expérimentale*. Hermann, 1997.
- [2] G. ASCH. *Les capteurs en instrumentation industrielle - 7ème édition*. Dunod, 2010. ISBN : 9782100556977.
- [3] Max BORN et Emil WOLF. *Principles of Optics : Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*. 7^e éd. Cambridge University Press, 1999.
- [4] Anne-Marie BOURZAT. *À propos de certains récepteurs de lumière*. BUP 676, juil. 1985.
- [5] Jean-Marie BRÉBEC et al. *Optique ondulatoire MP-PSI-PC-PT*. H-Prépa. Hachette, 2004.
- [6] Georges BRUHAT. *Optique*. 6^e édition revue et augmentée par Alfred Kastler. Masson, 1965. ISBN : 2-10-048856-2.
- [7] Jacques CAZENOVE. *Les capteurs CCD : initiation à la théorie et à la pratique*. BUP 762, mar. 1994.
- [8] Didier DANGOISSE, Daniel HENNEQUIN et Véronique ZEHNLE. *Les lasers*. Dunod, 2009.
- [9] Luc DETTWILLER. *Instruments d'optique : étude théorique, expérimentale et pratique*. Ellipses, 1997.
- [10] Roger DUFFAIT. *Expériences d'optique à l'agrégation de sciences physiques*. Bréal, 1997.
- [11] Roger DUFFAIT. *Expériences de physique au CAPES de sciences physiques*. Bréal, 2008.
- [12] Youssef EL AZHARDI et Saïd TAGMOUTI. *Spectrométrie statique par transformée de Fourier*. BUP 967, oct. 2014.
- [13] Christian GARING. *Magnétisme : statique, induction et milieux*. Ellipses, 1999.
- [14] Eugene HECHT. *Optics*. 4^e éd. Addison-Wesley, août 2001. ISBN : 978-0805385663.
- [15] Sylvain HOUARD. *Optique : une approche expérimentale et pratique*. de Boeck, 2011.
- [16] Jean-François LE MARÉCHAL et Romain BARBE. *La chimie expérimentale – Tome 2 : chimie organique et minérale*. Dunod, 2006.
- [17] Jean-François LE MARÉCHAL et Bénédicte NOWAK-LECLERQ. *La chimie expérimentale – Tome 1 : chimie générale*. Dunod, 2004.
- [18] Jean-Pierre LECARDONNEL et Rémi BARBET-MASSIN. *Une manipulation de spectrométrie par transformation de Fourier*. BUP 815(2), juin 1999.
- [19] Vincent RENVOIZÉ et al. *Physique PC-PC**. Cap Prépa. Pearson, 2010.
- [20] Bahaa E. A. SALEH et Malvin C. TEICH. *Fundamentals of Photonics*. 2^e éd. Wiley Interscience, 2007. ISBN : 978-0471358329.
- [21] Marie-Noëlle SANZ, Anne-Emmanuelle BADEL et François CLAUSSET. *Tout-en-un Physique PCSI-MPSI-PTSI*. Dunod, 2003.
- [22] Marie-Noëlle SANZ et Bernard SALAMITO. *Tout-en-un Physique PC-PC**. Dunod, 2010.
- [23] Richard TAILLET. *Optique physique*. de Boeck, 2006. ISBN : 9782804150365.
- [24] Richard TAILLET, Loïc VILLAIN et Pascal FEBVRE. *Dictionnaire de physique*. 3^e éd. de Boeck, 2013. ISBN : 9782804175542.

