

MATTHIEU LOUMAIGNE

PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE

M1 PHYSIQUE - UNIVERSITÉ D'ANGERS - JANVIER 2019



Table des matières

1	Quelques notions sur les calculs d'incertitudes	7
1.1	Erreur ou incertitude?	7
1.2	Incertitudes aléatoires et incertitudes systématiques	7
1.2.1	Incertitude aléatoire	7
1.2.2	Incertitudes systématiques	8
1.3	Calcul des incertitudes aléatoires	8
1.3.1	Estimer les incertitudes	8
1.3.2	Réitérer les expériences	9
1.4	Notion de chiffre significatif.	10
1.5	Incertitude fractionnaire	10
1.6	Notion de désaccord	10
1.7	Propagation des incertitudes.	11
1.7.1	Méthode logarithmique	12
2	Laser Helium-Néon	13
2.1	Quelques notions sur les lasers.	13
2.1.1	Milieu amplificateur	13
2.1.2	Cavité - Résonateur	16
2.2	Manipulations	19
2.2.1	Matériel expérimental	20
2.2.2	Liste des expériences à faire	20
2.2.3	Détermination de la longueur focale du miroir sphérique de la cavité	21
2.2.4	Observation des différents modes transverses du faisceau	22
2.2.5	État de polarisation du faisceau	23
2.2.6	Étude de la répartition de l'intensité du mode TEM ₀₀	23
2.2.7	Étude de la divergence du faisceau	23
2.2.8	Mesure de la puissance laser	24
2.2.9	Étude du spectre de fluorescence du gaz et du spectre du laser	24

2.2.10	Focalisation par une lentille et étude des propriétés géométriques du faisceau	25
2.2.11	Cohérence spatiale : Etude du speckle	25
3	Acousto-Optique	27
3.1	Un peu d'histoire	27
3.2	Cellule acousto-optique	28
3.2.1	Le régime de Bragg	29
3.2.2	Utilisation de la cellule acousto-optique	32
3.3	Liste du matériel disponible	32
3.3.1	Tension de contrôle	33
3.3.2	Mesure des faisceaux défléchis	33
3.4	Caractérisation de la cellule acousto-optique	34
3.4.1	Réglage de l'angle de Bragg	34
3.4.2	Étude de l'angle de déflexion	34
3.4.3	Étude de l'intensité de diffraction	35
3.4.4	Étude de la polarisation	36
3.5	Modulation d'un signal par AOM.	36
3.5.1	modulation de l'intensité de l'ordre 0	36
4	Electro optique	39
4.1	Quelques rappels sur la notion de polarisation.	39
4.1.1	Outils pour modifier l'état de polarisation	41
4.2	Biréfringence provoquée.	43
4.2.1	Effet electro-optique	44
4.2.2	La cellule Pockels	45
4.2.3	Mise en œuvre expérimental d'une cellule Pockels	46
4.3	Étude d'une cellule Pockels.	48
4.3.1	Données constructeur	48
4.3.2	Étude en l'absence de champ électrique - détermination des lignes neutres	48
4.3.3	Tracé de la fonction caractéristique.	49
4.3.4	Modulation du signal	50
5	Microscopie	53
5.1	Le microscope comme l'agencement de deux lentilles	53
5.1.1	L'objectif	53
5.1.2	La lentille de tube	55
5.2	Plan de Fourier du microscope.	56
5.2.1	Bref retour sur les fréquences spatiales d'un objet	56
5.2.2	Observer les fréquences spatiales d'un échantillon du microscope	57
5.2.3	La lentille de Bertrand	57
5.2.4	Ouverture numérique de l'objectif	58
5.3	Quelques expériences simples autour du filtrage numérique d'image	59
5.3.1	Quelques notions sur la FFT d'une image	59
5.3.2	Spectre d'image simples	60
5.3.3	Fente	60

5.3.4	Cercle	60
5.3.5	Point	61
5.3.6	Réseau sinusoïdal	61
5.3.7	Figure de diffraction d'un réseau	61
5.4	Quelques propriétés de la FFT	61
5.4.1	Réciprocité	61
5.4.2	Inversion des échelles	61
5.4.3	Rotation	61
5.5	Filtrage Numérique d'image	62
5.5.1	Filtre passe bas	62
5.5.2	Filtre passe haut	62
5.5.3	Filtre passe bande	62
5.6	Eclairage de l'échantillon	62
5.6.1	Éclairage Critique	63
5.7	Éclairage de Köhler	64
5.7.1	Procédure de mise en place des éléments optiques	64
5.8	Visualisation des différents plans conjugués au sein du microscope.	65
5.8.1	Plans de champ	65
5.8.2	Plans d'ouverture	65
5.9	Filtrage optique	66
5.9.1	Filtrage passe-bas	66
5.9.2	Filtrage passe-haut	66
5.9.3	Éclairage en champ noir	66
5.9.4	Eclairage en champ oblique	67
5.9.5	Masque de phase	67
5.10	Théorie de Abbe	68
5.10.1	Approche qualitative	68
5.10.2	Approche plus quantitative	69
5.10.3	Limite de résolution d'un objectif de microscope	71
5.10.4	Retour sur la formation des images	71
5.11	Le microscope utilisé pour ce TP	72
5.11.1	Microscope inversé	72
5.11.2	L'éclairage	72
5.11.3	Le porte échantillon	72
5.11.4	Les objectifs	72
5.11.5	La distance de tube	73
5.11.6	La lentille de tube	73
5.11.7	Le capteur	73
5.12	Microscopie en champ clair	73
5.12.1	Observation de cellules	74
5.13	Etude quantitative du plan de Fourier	75
5.14	Microscopie en champ sombre	76
5.15	Microscopie en champ oblique	78
5.16	Microscopie en polarisation.	79
	Bibliographie	81

1 Quelques notions sur les calculs d'incertitudes

La prise en compte des incertitudes de mesures est un des éléments qui permet de reconnaître facilement un physicien débutant d'un physicien plus expérimenté.

Nous allons ici aborder les éléments essentiels pour la bonne prise en compte des incertitudes sur les mesures expérimentales.

1.1 Erreur ou incertitude ?

Faut-il parler d'erreur sur la mesure ou d'incertitude ?

L'erreur est la différence entre la valeur mesurée et la valeur « vraie ». Mais la valeur vraie est souvent inconnue (puisqu'on la cherche). Dit autrement, comme nous ne sommes pas sûrs de la valeur vraie, nous ne sommes pas aussi sûrs de la valeur vraie de l'erreur. C'est pour cela que l'on ne parlera pas d'erreur sur la mesure mais plutôt d'incertitude sur la valeur mesurée.

L'incertitude d'une mesure traduit les tentatives scientifiques pour estimer l'importance de l'erreur commise.

1.2 Incertitudes aléatoires et incertitudes systématiques

Les incertitudes expérimentales révélées par des mesures répétées sont des incertitudes aléatoires, les autres étant dites systématiques. Donnons quelques exemples pour illustrer cette assertion.

1.2.1 Incertitude aléatoire

Lorsqu'on mesure la période d'oscillation d'un pendule avec un chronomètre manuel, on constate qu'en répétant les mesures on trouve des résultats légèrement différents, dus principalement aux réflexes de l'expérimentateur. De façon équivalente, si on demande à chaque étudiant d'une classe de mesurer par exemple une distance avec le même mètre, on va observer des variations aléatoires entre les dif-

Sommaire

1.1 Erreur ou incertitude?	7
1.2 Incertitudes aléatoires et incertitudes systématiques.	7
1.3 Calcul des incertitudes aléatoires	8
1.4 Notion de chiffre significatif	10
1.5 Incertitude fractionnaire	10
1.6 Notion de désaccord	10
1.7 Propagation des incertitudes	11

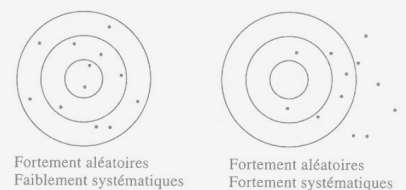


FIGURE 1.1: Illustration des incertitudes aléatoires et systématiques 1/2

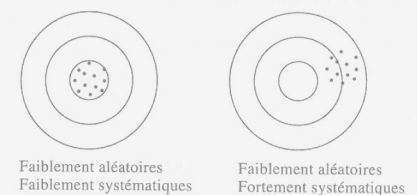


FIGURE 1.2: Illustration des incertitudes aléatoires et systématiques 1/2

1. Il s'agit de la loi normale tendant vers une gaussienne centrée sur la valeur vraie.

férentes mesures. On parle d'incertitude aléatoire. Le résultat de la mesure est caractérisé par une distribution de probabilités¹ réparties autour de la valeur vraie (dans le cas d'incertitudes purement aléatoires).

On va présenter par la suite deux méthodes pour estimer les incertitudes aléatoires.

1.2.2 Incertitudes systématiques

Un chronomètre mal étalonné, sous estimant les durées, reste indétectable par le procédé de mesure réitérée. L'étude statistique ne le détectera pas. On parle d'incertitudes systématiques.

2. voir partie ?? p.??

C'est le cas par exemple du manomètre utilisé pour la mesure de la chaleur latente de vaporisation² de l'eau. Il indique presque 4 bar lorsque l'eau est en équilibre liquide vapeur à $T=100$ °C.

Il n'y a *pas* de méthode pour estimer les incertitudes systématiques. Ces dernières sont souvent beaucoup plus difficiles à déceler, mais une fois que cela est le cas il est souvent facile d'en tenir compte (par exemple soustraire 3 bar au mesure du manomètre).

Lorsque les résultats expérimentaux, compte-tenu des erreurs aléatoires, s'écartent fortement de la valeur attendue, il est courant de chercher une source d'incertitude systématique qui n'aurait pas été encore détectée³.

3. Ce fut par exemple le cas, en 2012, pour les neutrinos dont la vitesse avait été mesurée légèrement supérieure à la vitesse de la lumière. Il s'avère, en fait, qu'il s'agissait d'une erreur systématique non détectée avant de publier l'information : un branchement défectueux d'un câble de synchronisation optique des horloges de précision.

On retiendra que les incertitudes systématiques peuvent être pernicieuses...

1.3 Calcul des incertitudes aléatoires

Il existe deux méthodes pour calculer les incertitudes aléatoires :

- Estimer puis combiner les différentes sources d'incertitude sur la mesure.
- Répéter plusieurs fois la même mesure et appliquer un traitement statistique.

1.3.1 Estimer les incertitudes

C'est la méthode qui est la plus souvent utilisée en TP alors qu'elle est moins rigoureuse que la méthode suivante car elle a tendance à *sur-estimer* l'incertitude.

Il s'agit d'effectuer des évaluations raisonnables de l'incertitude en faisant appel à *un peu de bon sens*. L'incertitude peut provenir de l'appareil de mesure ou des conditions expérimentales.

4. voir section ?? p??

Par exemple pour déterminer l'interfrange i des interférences au sein de la tache centrale dans l'expérience des trous d'Young⁴, on peut estimer d'une part, qu'un double décimètre a une précision de l'ordre du mm et d'autre part que la précision pour déterminer à l'œil les minima d'intensité est de l'ordre de quelques mm. On peut donc

prendre comme incertitude sur la mesure de i , Δi , une valeur de 1 voire 2 mm.

Il faut souvent aussi se référer à la notice constructeur de l'appareil de mesure. Ce n'est pas parce que un Générateur Basse Fréquence (GBF) affiche une fréquence de 102.78 Hz, que l'on peut considérer que l'erreur sur la fréquence est de 0.01 Hz, elle est très souvent beaucoup plus grande.

L'estimation des incertitudes n'est donc clairement *pas une science exacte*, il n'y a pas de règles absolues et on peut souvent avoir l'impression de manquer de rigueur. Cela est en partie vrai, mais le vrai manque de rigueur serait de ne pas prendre en compte du tout les incertitudes.

1.3.2 Réitérer les expériences

Le principe est relativement simple, on effectue la mesure plusieurs fois pour réaliser une statistique. Idéalement, la mesure devrait être réalisée par plusieurs expérimentateurs différents.

En supposant que la statistique suit une loi normale alors :

- La meilleure évaluation de la valeur « vraie » est la *valeur moyenne* :

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i}{N} \tag{1.1}$$

où les x_i sont les différents résultats des mesures et N le nombre de mesure.

- L'incertitude vaut \pm l'*écart-type* σ . Cet écart indique de combien la $i^{\text{ème}}$ mesure x_i diffère de la moyenne. Lorsque tous les écarts d_i à la moyenne sont tous très petits, toutes les mesures sont proches et donc vraisemblablement très précises. L'écart-type est la moyenne de tous ces écarts d_i , autrement dit la moyenne des écarts à la moyenne. Plus précisément⁵, il s'agit de la racine carré de la moyenne du carré des écarts d_i à la moyenne⁶ :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2} \tag{1.2}$$

Dans certains cas particuliers, il n'est pas nécessaire de réitérer les expériences car les valeurs mesurées suivent déjà une loi statistique bien établie. C'est le cas par exemple du comptage de photons uniques. La valeur mesurée suit une loi de Poisson⁷ si n photons ont été comptés, l'incertitude sur cette mesure est $\pm\sqrt{n}$.

Au lieu de répéter plusieurs fois exactement la même expérience, on peut aussi varier un paramètre expérimental pour évaluer par exemple une loi. C'est par exemple le cas de la loi de Malus⁸ où on change l'angle entre le polariseur et l'analyseur. L'ajustement de la courbe de l'intensité lumineuse en fonction de cet angle par la méthode des moindres carrés conduit mathématiquement à une incertitude que l'on aurait obtenue en répétant N fois la même mesure

5. Car par définition de la moyenne $\sigma' = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x}) = 0$

6. Vous trouverez ce calcul déjà tout fait dans tout logiciel de traitement de donnée. Dans libre office, par exemple il s'agit de "ECAR-TYPE"

7. Voir ?? p.??

8. voir section ?? p.??

pour le même angle. En première approche, on peut alors se fier aux incertitudes données par le logiciel après la procédure d'ajustement de la courbe.

1.4 Notion de chiffre significatif

Les chiffres significatifs du résultat de la mesure doivent être en accord avec l'incertitude sur la mesure.

Par exemple la mesure 92,81 avec une incertitude de 0,3 doit être arrondie en

$$92,8 \pm 0,3$$

si l'incertitude devient 3, alors la mesure s'arrondit à :

$$93 \pm 3$$

et si l'incertitude vaut 30 la mesure s'écrit :

$$90 \pm 30$$

Réciproquement, si un résultat est donné sans incertitude, on supposera que le chiffre significatif est une première indication de l'incertitude. Une fréquence de résonance du résonateur de Helmholtz⁹ donnée à 202 Hz laisse supposer que l'incertitude est de l'ordre de ± 1 Hz.

9. Voir ?? p.??

1.5 Incertitude fractionnaire

Une valeur d'incertitude n'a dans l'absolu pas beaucoup d'intérêt. Une incertitude de 1 cm sur une mesure de 1 km traduit une mesure très précise alors que la même incertitude sur une mesure de 3 cm correspond une mesure plutôt grossière.

Lorsque l'on veut porter un regard critique sur la qualité de la mesure, il est utile d'exprimer l'incertitude en pourcentage par rapport à la valeur mesurée. L'incertitude de 1cm sur un 1km donne une incertitude à 0,001 % alors que la même incertitude pour 3cm correspond à une incertitude de 33 %.

Il est courant en TP d'avoir des « mesures à 10 % » et rares sont les expériences de TP avec une incertitude inférieure à quelques pourcents.

1.6 Notion de désaccord

Vous serez amenés en TP à mesurer des grandeurs déjà maintes fois évaluées très précisément et pour lesquelles une valeur acceptée, ou plutôt *tabulée*¹⁰, est déjà connue comme par exemple la chaleur latente de vaporisation de l'eau¹¹.

10. Le terme "tabulé" est largement préférable au terme "théorique".

11. voir ?? p.??

Lorsque l'on estime les incertitudes de la mesure x , on s'attend à ce que l'intervalle $x_0 \pm \Delta x$ contienne la valeur de référence. Si ce n'est pas le cas, il faut invoquer des erreurs systématiques¹² et/ou remettre en question l'estimation des incertitudes.

12. Ne pas avoir fait correctement l'expérience peut être rangé dans la catégorie erreur systématique...

Dans le cas des incertitudes statistiques, il n'est pas anormal que l'intervalle ne contienne pas la valeur tabulée. On commencera à douter de la mesure lorsque l'écart atteint plus de 2σ . Si c'est le cas il faut si possible refaire l'expérience et/ou prendre un peu de recul sur la manière dont a effectué les mesures.

NB : Un résultat aberrant ne doit pas rester non commenté.

1.7 Propagation des incertitudes

On s'intéresse au problème suivant : on connaît les grandeurs expérimentales x, y, \dots avec les incertitudes $\Delta x, \Delta y, \dots$. Quelle est l'incertitude sur la grandeur $f(x, y, \dots)$?

Par exemple, pour l'interfrange i déjà évoquée¹³ plus haut dont on peut déduire la distance entre les deux fentes a . Connaissant l'incertitude sur i (1 mm), sur D (mesurée au mètre à ruban avec une erreur estimée à 1 cm) et sur λ (0.1 nm avec un laser hélium néon) que vaut l'incertitude sur la mesure de a ?

$$13. i = \frac{\lambda D}{a} \Leftrightarrow a = \frac{\lambda D}{i}$$

On souhaite donc savoir en quoi une petite variation de i , ou de façon équivalente une incertitude de mesure Δi se traduit en une variation de a . C'est la définition même de la différentielle.

Pour une fonction $f(x, y, z)$ de plusieurs variables, sa différentielle $df(x, y, z)$ a pour définition :

$$df(x, y, z) := \frac{\partial f}{\partial x} \Delta x + \frac{\partial f}{\partial y} \Delta y + \frac{\partial f}{\partial z} \Delta z \quad (1.3)$$

ce qui donne dans le cadre de l'exemple des franges d'Young :

$$\Delta a(\lambda, D, i) = \left\| \frac{\partial a}{\partial \lambda} \right\| \Delta \lambda + \left\| \frac{\partial a}{\partial D} \right\| \Delta D + \underbrace{\left\| \frac{\partial a}{\partial i} \right\|}_{\text{pondération}} \underbrace{\Delta i}_{\text{incertitude}} \quad (1.4)$$

Le terme $\partial a / \partial i$ est le coefficient de pondération qui traduit à quel point une incertitude sur i (i.e. Δi) impacte l'incertitude sur a . On prend les valeurs absolues car les incertitudes ne peuvent que se cumuler et pas se compenser.

Il n'y a plus qu'à se laisser guider par le calcul en effectuant littéralement les dérivées partielles, ce qui donnent ici^{14 15} :

$$\Delta a = \frac{D}{i} \Delta \lambda + \frac{\lambda}{i} \Delta D + \frac{\lambda D}{i^2} \Delta i$$

14. Détailler le calcul. On voit donc que une incertitude sur i (qui est au dénominateur) ne joue pas le même rôle qu'une incertitude sur D ou λ

soit numériquement :

$$\begin{aligned} \Delta a &= \frac{3}{0,003} 0.1 \times 10^{-9} + \frac{632.8 \times 10^{-9}}{0,003} 0,01 + \frac{632.8 \times 10^{-9} \times 0,01}{0,003^2} \\ &= 1 \times 10^{-7} + 2.1 \times 10^{-6} + 2.1 \times 10^{-4} = 0.2 \text{ mm} \end{aligned}$$

15. Prendre la racine des carrés

On voit au passage que l'incertitude sur a provient essentiellement de celle sur i .

1.7.1 Méthode logarithmique

Dans le cas où la fonction f ne fait intervenir que des divisions / additions / multiplications, on peut simplifier les calculs précédents en prenant le *logarithme* de l'expression ¹⁶.

16. La méthode logarithmique n'est pas utilisable avec des fonctions plus complexes comme par exemple :

$$\omega^2 = \tanh(kh) \left[gk + \frac{\gamma}{\rho} k^3 \right]$$

(voir eq?? p.??)

Partons de l'exemple précédent à savoir les franges d'Young et prenons le logarithme de l'expression :

$$a = \frac{\lambda D}{i} \iff \ln a = \ln \lambda + \ln D - \ln i$$

On voit que prendre le logarithme permet de séparer les variables. De plus la différentielle d'un logarithme est facile à calculer :

$$f(x) = \ln x \iff df = \frac{dx}{x}$$

La formule 1.3 est alors très facile à appliquer et donne dans le cas de notre exemple :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta i}{i} \underbrace{=}_{\text{ici}} 0.33$$

La mesure a a donc ici une incertitude *relative* de 33 %.

2 Laser Helium-Néon

Le laser à Hélium et Néon (laser He-Ne) a été inventé en 1960. Capable d'émettre sur plusieurs raies, il est néanmoins très utilisé pour sa transition dans le rouge ($\lambda = 632.8 \text{ nm}$).

Dans ce TP, vous allez construire la cavité laser et caractériser la lumière ainsi produite.

2.1 Quelques notions sur les lasers

Un laser, i.e. Light Amplification by Stimulated Emission Radiation, permet, comme son nom l'indique, d'amplifier de la lumière via l'utilisation de l'émission stimulée. Autant l'amplification d'un signal électrique est maintenant tellement courante qu'elle semble faussement aussi simple que de tourner un potentiomètre, autant l'amplification de la lumière semble encore quelque chose d'assez mystérieux.

D'un point de vue technique, un laser est typiquement constitué principalement de deux éléments :

- Un milieu capable d'amplifier la lumière.
- Une cavité optique qui permet à la lumière d'effectuer de nombreux passages dans le milieu amplificateur.

2.1.1 Milieu amplificateur

D'un simple point de vue de la conservation de l'énergie, pour amplifier de la lumière, il faut d'abord pouvoir être capable de stocker de l'énergie quelque part afin de pouvoir ensuite la restituer sous forme de lumière. Dans le cas du laser cette énergie est stockée dans des *niveaux d'énergie*¹ d'atomes, de molécules ou de solides.

L'émission stimulée La restitution *cohérente* de l'énergie stockée dans les niveaux électroniques est possible grâce à un type d'interaction lumière-matière qui a été prédit théoriquement par Einstein en 1917 : *l'émission stimulée*.

Dans le cadre de l'étude d'un laser, l'interaction lumière matière peut se résumer, en première approximation, à seulement trois types :

Sommaire

2.1 Quelques notions sur les lasers	13
2.2 Manipulations.	19

1. typiquement des niveaux électroniques et leurs sous-niveaux vibrationnels, les transitions lasers ayant lieu principalement dans le visible (avec donc des énergies de l'ordre de l'électronvolt), il s'agit de transition électronique.

- L'absorption
- L'émission spontanée
- L'émission stimulée

L'absorption correspond au transfert de l'énergie d'un photon incident de fréquence ν et d'énergie $h\nu$ vers la matière via un changement de niveaux d'énergie. Plus précisément, l'énergie du photon doit être quasiment exactement égale à la différence d'énergie entre les deux niveaux.

2. La plupart du temps elle est perdue sous forme de vibration, rotation, ... ce qui se traduit macroscopiquement par une augmentation de la température
3. Ce temps τ est aléatoire mais il obéit à une statistique propre au milieu amplificateur considéré
4. Il en existe plusieurs autres comme évidemment la diffusion (scattering en anglais), l'effet Compton, l'effet photo-électrique, la diffusion Raman, ...

L'énergie absorbée par la matière peut être² spontanément restituée sous forme de lumière. Plus précisément, après un certain temps³ τ , l'énergie stockée dans les niveaux énergétiques est transformée en un photon qui peut être émis dans toutes les directions de l'espace (isotrope) et avec une phase aléatoire. On parle alors d'émission spontanée.

Le troisième mode d'interaction lumière-matière considéré ici⁴, est l'émission stimulée. Lors de ce processus, un photon incident déclenche la restitution de l'énergie stockée dans les niveaux d'énergies. Cette énergie est alors restituée sous forme de lumière mais, contrairement à l'émission spontanée, le photon émis est la copie conforme du photon incident. Dit autrement, il s'agit d'une "photo-copie" : le photon émis a :

- la même énergie
- la même direction
- la même phase

que le photon incident. C'est évidemment, ce mode d'interaction lumière matière qui est à la base du processus de l'amplification de la lumière.

Notons au passage que les amplitudes relatives de ces trois modes d'interaction lumière matière sont données par ce qui est appelé les coefficients d'Einstein.

Pompage et inversion de population Le principe théorique du laser ayant été exposé, il faut maintenant s'intéresser aux détails pratiques. Le premier objectif est d'arriver à stocker l'énergie. Le processus de transférer les électrons d'un matériau d'un niveau fondamental vers des niveaux excités est appelé, par analogie avec l'hydraulique⁵, *pompage*. Ce pompage est effectuée en apportant de l'énergie au milieu amplificateur. Cet apport d'énergie prend des formes diverses :

5. De façon imagée, on pompe les électrons du niveau fondamentale vers les niveaux excités. En anglais, on utilise le même terme "pump"
6. Les niveaux d'énergie sont alors ceux de la bande de valence et ceux de la bande de conduction
7. Souvent développées par l'armée d'ailleurs

- Des décharges électriques, comme cela est le cas avec le laser Hélium-Néon (et typiquement tout les lasers à gaz).
- Un courant électrique, comme cela est le cas avec les diodes lasers⁶.
- De la lumière, que ce soit avec des flash lumineux (technique de moins en moins utilisée), ou, très souvent, un autre laser.
- D'autres méthodes plus marginales⁷, comme des réactions chimiques ou nucléaire.

Il faut donc faire passer un grand nombre d'atomes constituant le milieu amplificateur dans le niveau excité. On parle d'*inversion de population*. On accumule ainsi une quantité d'énergie qui ensuite, par émission stimulée, va être capable d'amplifier la lumière.

Seuil laser Sur un aller retour dans la cavité laser (voir plus bas) la lumière est à la fois amplifiée par le milieu amplificateur, on parle de gain, mais aussi perdue par différents éléments dans la cavité⁸, on parle alors de perte.

L'effet laser apparait lorsque, pour une longueur d'onde donnée, le gain est supérieur au perte.

Le cas du laser Hélium-Néon Le milieu amplificateur d'un laser Hélium-Néon est un tube de verre contenant un mélange à basse pression de Néon et d'un peu d'hélium (de 5 à 20%). L'énergie nécessaire pour créer l'inversion de population est apportée par une décharge électrique de l'ordre kilovolt. Plus précisément, la décharge apporte de l'énergie à l'Hélium qui la transmet par collision au Néon.

Les transitions de l'atome de Néon sont modélisées par un système à quatre niveaux⁹. Une description simplifiée des niveaux intervenant dans l'effet laser est donnée sur la figure 2.1. Plusieurs transition électroniques peuvent a priori donner naissance à un effet laser. Ce sont le choix des miroirs de la cavité et plus particulièrement la longueur d'onde pour laquelle la réflexion est maximum qui détermine la transition qui va laser. En l'occurrence dans le cadre de ce TP, la transition est celle pour laquelle $\lambda = 632.8 \text{ nm}$.

8. Le principale étant le miroir de sortie dont la transmission est typiquement de l'ordre de 1% : il faut bien que de la lumière laser sorte de la cavité!

Lors de ce TP, la principale cause de perte sera un mauvais alignement de la cavité. Une fois l'alignement trouvé, les pertes seront inférieure au gain apporté par le gaz hélium-néon qui a été pompé par les décharges électriques, et le laser pourra apparaître.

9. Il n'est pas possible de réaliser une inversion de population avec seulement deux niveaux d'énergie. D'autre part, l'inversion de population est plus aisée à réaliser dans un système à 4 niveaux que dans un système à 3 niveaux (comme un laser à rubis par exemple).

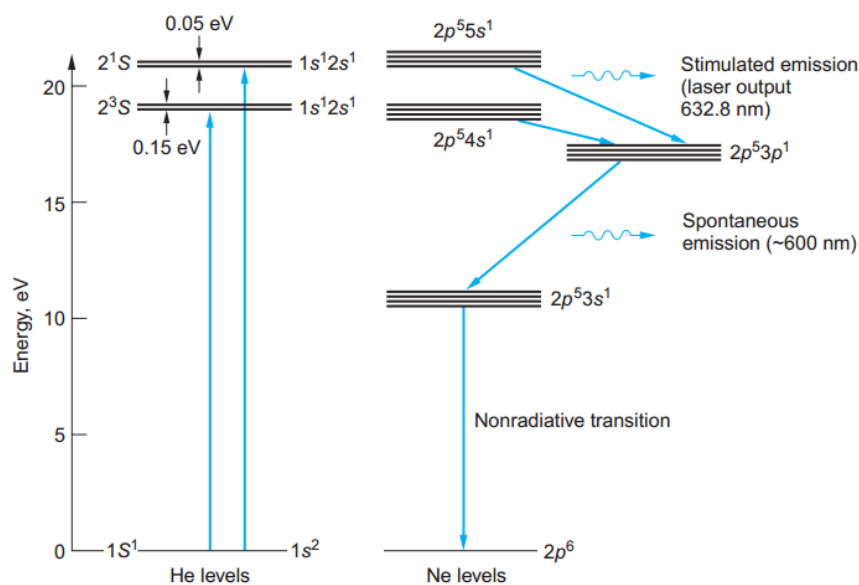


FIGURE 2.1: Niveaux d'énergies mis en jeu dans le laser HeNe. Les atomes d'Helium sont excités par la décharge électrique vers les niveaux 19.72 eV et 20.61 eV au dessus du niveau fondamental. Ces atomes rentrent en collision avec les atomes de Néon les excitants vers les niveaux 19.83 eV et 20.66 eV. L'inversion de population a lieu entre ces niveaux et celui à 18.7 eV. La différence d'énergie entre ces deux niveaux est de 1.96 eV ce

2.1.2 Cavité - Résonateur

Une cavité est un ensemble d'éléments optiques, typiquement des miroirs sphériques et plans, qui ont pour but d'enfermer la lumière dans la partie de l'espace contenant le milieu à gain afin d'une part de maximiser l'amplification de la lumière et d'autre part de modifier les caractéristiques de la lumière émises. Plus exactement nous allons voir que le confinement de la lumière dans une zone de l'espace (i.e. la cavité) conduit à :

- L'apparition de modes longitudinaux, conditionnant les fréquences pouvant subsister au sein de la cavité.
- L'apparition de modes transverses, conditionnant la répartition de l'intensité lumière au sein du faisceau. Nous regarderons plus en détails le cas des faisceaux gaussiens.
- L'augmentation de la cohérence spatiale.

Il existe de très nombreuses topologies de cavité. Celle d'un laser Hélium-Néon est parmi les plus simples : elle constituée de deux miroirs, l'un plan et l'autre concave (voir figure 2.2). Les deux miroirs sont composés de couches de matériaux diélectriques dont l'espacement inter-couche assure une excellente réflexion à la longueur d'onde d'émission du laser : plus de 99,9% pour le miroir plan¹⁰ et 99% pour le miroir concave dit miroir d'extraction par où sort le faisceau laser.

10. La réflexion de ce miroir n'est pas de 100% si bien que vous pourrez voir lors du TP qu'un faisceau laser, peu intense, sort aussi par ce miroir

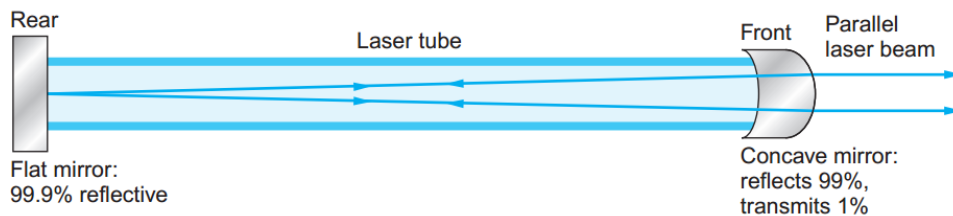


FIGURE 2.2: Schéma d'un cavité utilisé dans le laser HeNe. Noter la présence du miroir concave qui améliore la stabilité de la cavité.

Les modes longitudinaux et le spectre d'émission Un faisceau laser n'est pas parfaitement monochromatique pour deux raisons principale.

Le spectre de la raie laser du laser HeNe de ce TP n'est pas continue mais est constitué d'une série de pics, appelées modes *longitudinaux*, séparés d'une distance spectrale appelée intervalle spectral libre (voir figure 2.3).

En effet, la cavité laser est résonante et seules certaines fréquences peuvent subsister à l'intérieur. Seules les ondes qui reviennent en phase après avoir fait un aller retour dans la cavité peuvent exister, les autres étant détruites par interférences, ce qui s'écrit mathématiquement :

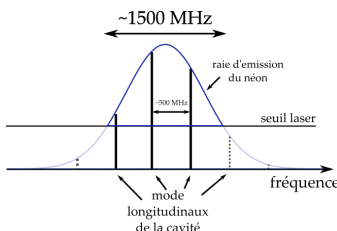


FIGURE 2.3: Spectre du laser He-Ne. le laser HeNe émet un spectre composé de quelques raies de largeur spectrale de l'ordre de 1 MHz, séparé d'environ 500 MHz et qui occupe un spectre total de l'ordre de 1500 MHz

$$\underbrace{\Delta\varphi}_{\text{Déphasage sur un aller retour}} = \frac{2\pi(2L)}{\lambda} = \underbrace{m2\pi}_{\text{en phase}}$$

où L est la longueur de la cavité est m est le numéro du mode qui sont des ondes stationnaires comme par exemple dans la corde de Melde.

Les modes de cavité, appelées *modes longitudinaux*, ont une fréquence ν donnée par $\nu = mc/2L$ où c est la vitesse de la lumière dans le vide. La largeur de ces modes est fixée, comme pour la finesse par un Fabry Péro, par la réflectivité R des miroirs de la cavité. La largeur $\Delta\nu_{\text{mode}}$ est typiquement de l'ordre de 1 MHz ou dit autrement $\Delta\lambda = 1 \times 10^{-6}$ nm.

L'intervalle fréquentiel entre deux modes adjacents est appelé *Intervalle Spectral Libre* (ISL) :

$$\text{ISL} = \nu_{m+1} - \nu_m = \Delta\nu = \frac{c}{2L}$$

En prenant pour la longueur de cavité $L = 20$ cm, nous obtenons une valeur de 750 MHz soit un écart de longueur d'onde de $\Delta\lambda = 0.001$ nm. Nous ne pourrions pas mesurer ici un si faible intervalle spectral, il faudrait pour cela, par exemple, un Fabry-Perrot avec une finesse importante ou un Michelson ayant une grande différence de marche.

Les modes longitudinaux qui peuvent donner naissance à l'effet laser sont ceux dont la fréquence se trouve là où le gain du gaz He-Ne est supérieure au perte de la cavité (voir figure 2.3). La zone spectrale ¹². de gain du gaz Helium est de l'ordre de 1500 MHz ($\Delta\lambda = 2 \times 10^{-3}$ nm) ce qui est relativement faible comparé à d'autre matériau ¹³.

Au total, le laser HeNe émet un spectre composé de quelques raies de largeur spectrale de l'ordre de 1 MHz, séparé d'environ 500 MHz et qui occupe un spectre total de l'ordre de 1500 MHz.

On peut associer à ces largeurs de raie $\Delta\nu$ des longueur de cohérence ¹⁴ l_c telles que $l_c = c/\Delta\nu$ et obtient des longueurs de cohérences de 20 cm pour la totalité du spectre et 300 m pour un mode.

Les modes transverses L'application des équations de Maxwell combinées aux conditions aux limites fixée par la cavité conduit à l'existence de modes, dit *transverses*, pour le champ électrique et donc l'intensité du faisceau laser. Les différents modes sont désignés par TEM_{*m,n*} pour "Transverse ElectroMagnétique" où m et n représentent le nombre de nœuds suivant deux axes orthogonaux à l'axe de la cavité. Le profil en intensité $I_{mn}(x, y, z)$ dans le plan (x, y) perpendiculaire à la direction de propagation z du mode m, n est donnée par la formule :

$$I_{mn}(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \left[H_m \left(\frac{\sqrt{2}x}{w(z)} \right) \exp \left(\frac{-x^2}{w(z)^2} \right) \right]^2 \times \left[H_n \left(\frac{\sqrt{2}y}{w(z)} \right) \exp \left(\frac{-y^2}{w(z)^2} \right) \right]^2 \quad (2.1)$$

11. Puisque $\lambda = c/\nu$, nous avons :

$$\Delta\lambda = \frac{c}{\nu^2} \Delta\nu$$

12. L'élargissement de la luminescence du Neon est principalement due à trois facteurs :

- L'élargissement Doppler (dit inhomogène car due au milieu) qui est ici largement majoritaire et conduit à une largeur de spectre de raie de l'ordre de 1500 MHz
- L'élargissement naturel (dit homogène car intrinsèque au laser)
- Un élargissement due au choc entre les molécules du gaz.

L'élargissement Doppler est due au mouvement brownien des atomes du gaz du milieu amplificateur. La longueur d'onde observée est plus faible si l'atome qui émet de la lumière se rapproche et plus grande s'il s'éloigne.

L'élargissement naturel a une origine plus fondamentale. Il n'est pas possible de connaître parfaitement pour une onde à la fois son énergie de l'onde et sa durée. Chaque électron excité passe un temps moyen dans le niveau excité, sa durée de vie ΔT , plus ce temps est long et plus le spectre, c'est à dire l'incertitude en énergie ΔE est faible.

13. en particulier les lasers à colorant

14. De façon assez imagée, il s'agit de la longueur des trains d'onde. De façon expérimental, cela correspond à la distance qu'il faudrait charioter avec un Michelson pour perdre le contraste de la figure d'interférence.

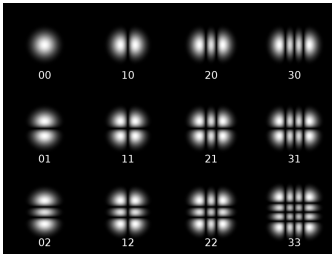


FIGURE 2.4: Intensité de quelques modes de Hermite-Gauss permettant de décomposer n'importe quel profil d'un faisceau laser (source : wikipédia)

- 15. On peut aussi décomposer un faisceau laser selon d'autre mode comme par exemple les modes de Laguerre-Gauss
- 16. Dans le vide, ce sont les ondes planes qui jouent le rôle de mode. En effet, n'importe qu'elle onde peut être décomposée, pour sa partie spatiale, en somme d'onde plane.

Les modes transverses peuvent donc être vues comme "les ondes planes" de l'onde électromagnétiques dans la cavité

- 17. Le mot anglais pour la taille (au niveau de la ceinture)

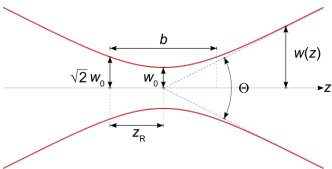


FIGURE 2.5: Évolution $w(z)$ du diamètre d'un faisceau gaussien selon l'abscisse z selon la direction de propagation. w_0 : le waist du faisceau, b : la profondeur de focus, z_R : la longueur de Rayleigh, Θ : l'angle de divergence.

- 18. $H_0(X) = 1$

- 19. En $z = z_R$, le rayon de courbure du faisceau gaussien est maximum.

où w_0 est une longueur caractéristiques appelée waist, $w(z)$ est une fonction qui est abordée dans la partie faisceau gaussien, H_m est le polynôme de Hermite d'ordre m . On reconnait dans l'expression 2.1, la présence de fonctions gaussiennes.

Quelques profils des modes transverses dit de Hermite-Gauss¹⁵ sont tracés sur la figure 2.4. En augmentant le numéro des modes n et m , on augmente le nombre de lobes horizontaux et verticaux respectivement. Le mode n, m possède $(m + 1)(n + 1)$ lobes. Les modes de grand n, m ont une plus grande largeur spectrale que le mode 00.

Comme il se doit, n'importe qu'elle profil de faisceau est une combinaison linéaire de plusieurs modes transverses¹⁶. En pratique, on fait en sorte de n'avoir qu'un seul mode à la fois et dans la vaste majorité des cas il s'agit du mode TEM₀₀ comme cela est le cas pour un laser He-Ne commercial.

Faisceau Gaussien Le mode TEM₀₀ revêt une importance pratique considérable. La propagation et la focalisation de ce type de faisceau relève de ce qu'on appelle optique des faisceaux gaussiens dont les règles viennent s'ajouter au lois de l'optique géométrique. En particulier, la focalisation d'un faisceau laser avec le mode TEM₀₀ ne conduit pas, à cause de la diffraction, à la formation d'un "point de lumière" mais un à disque dont l'étendue est définie par la distance caractéristique w_0 appelée *waist*¹⁷.

Plus précisément, la formule générale du profil d'intensité 2.1 devient dans le cas¹⁸ du mode TEM₀₀ où $m = n = 0$:

$$I_{00}(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \frac{-2(x^2 + y^2)}{w(z)^2} \tag{2.2}$$

ce qui peut se réécrire avec la coordonnées radiale $r = \sqrt{x^2 + y^2}$:

$$I(r, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp -\frac{2r^2}{w(z)^2} \tag{2.3}$$

avec l'évolution du diamètre $w(z)$ donnée par :

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_R^2}} \tag{2.4}$$

où z_R est la *distance* de Rayleigh définie par :

$$z_R = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \tag{2.5}$$

Pour $z = z_R$, le diamètre a augmenté d'un facteur $\sqrt{2}$ par rapport à sa valeur minimum w_0 . De ce fait¹⁹, en $z = z_R$, l'intensité au centre du faisceau (en $r = 0$) à diminuer d'un facteur 2 par rapport à sa valeur en $z = 0$.

La distance b entre les points $z = -z_R$ et $z = z_R$ et appelée *profondeur de focus* et indique la zone sur laquelle on peut considérer le faisceau

comme focalisé. Au delà le $z = z_R$ le faisceau diverge avec un demi-angle de divergence θ est donné par :

$$\theta = \frac{dw}{dz} = 2 \frac{w_0}{z_R} = \frac{\lambda}{\pi w_0} \tag{2.6}$$

Insistons sur le fait que le *seul* paramètre à déterminer pour caractériser le profil d'intensité donné par la formule 2.3 est le *waist* w_0 .

Lorsqu'on focalise un faisceau gaussien de waist w_0 avec une lentille de focale f , cette dernière transforme l'onde initiale gaussienne en une autre onde gaussienne de demi angle θ' de divergence :

$$\theta' \approx \frac{w_0}{f} \tag{2.7}$$

Cette onde gaussienne va se propager vers le foyer de la lentille en réduisant son diamètre jusqu'à la taille :

$$2w'_0 = 2 \frac{\lambda}{\pi \theta'} = 2 \frac{\lambda f}{\pi w_0}$$

Le faisceau alors pourra nouveau waist w'_0 et l'évolution de son profil est alors donnée par l'équation 2.4.

Cohérence spatiale du faisceau Une façon de définir la cohérence spatiale d'une onde lumineuse est de dire à quel point cette lumière semble avoir été émise par une source ponctuelle²⁰.

Ainsi, les sources les plus cohérentes spatialement que l'on trouve sur Terre sont les étoiles. En effet, ces dernières sont situées tellement point qu'elles apparaissent comme ponctuelle. Une autre façon équivalente de voir les choses et de se demander à quelle point l'onde ressemble à une onde plane, avec une phase constante le long d'un plan perpendiculaire à la direction de propagation moyenne.

Une lumière de grande cohérence spatiale est facile à colimater. En effet, il suffit de placer la source ponctuelle au foyer d'une lentille. A contrario une source de grande dimensions, même une LED faisant moins de 1 mm, n'est pas facile à collimater sur plus de quelques mètres et conduit à un faisceau assez divergent.

Cependant, la cohérence spatiale du laser ne provient pas intrinsèquement de l'émission stimulée, mais de la *cavité*²¹.

En effet, au fur et à mesure des réflexions au sein de la cavité, tout se passe comme si l'image virtuelle du milieu à gain était reportée de plus en plus loin par rapport au miroir de sortie. Ainsi, après des milliers de réflexion, tout se passe comme si le milieu à gain se trouvait à plusieurs kilomètres du miroir de sortie. La source étant très éloignée, elle apparaît comme ponctuelle et la cohérence spatiale de la lumière en est grandement améliorée.

2.2 Manipulations

A noter avant toutes manipulations :

20. Plus précisément, le théorème de van Cittert-Zernike dit que la surface de cohérence spatiale A_c est donnée par

$$A_c = \frac{D^2 \lambda^2}{\pi d^2}$$

où D est la distance entre la source et l'endroit où on étudie la cohérence et d la taille de la source.

21. Lorsque l'on crée un laser sans cavité, comme cela est par exemple dans les chaînes d'amplifications lumineuses du laser méga-joule où on ne peut pas utiliser de miroir sous peine de les détruire instantanément, le faisceau de lumière sortant n'est pas colimaté et diverge parois fortement.

- A la mise sous tension de l'alimentation, la différence de potentiel anode/cathode est supérieure à 2 kV ; cette tension létale est toujours présente pendant quelques secondes après avoir déconnecté l'alimentation du secteur (condensateurs chargés).
- Le miroir M2 doit être manipulé avec beaucoup de précautions. Ce miroir est traité de manière à présenter une très haute réflectivité à la longueur d'onde $\lambda = 632.8 \text{ nm}$. Ce traitement coûte cher ! Ne jamais toucher sa surface. . . et éviter de le casser.
- La densité de flux lumineux du faisceau laser est très supérieure à celle que l'on peut obtenir au moyen de sources conventionnelles. En conséquence, ne jamais placer l'œil dans le faisceau et éviter les réflexions parasites, provoquées par des règles métalliques, montres, ou autres éléments réfléchissant ou diffusant la lumière ²².

22. A vrai dire, il s'agit surtout de précaution de principe. Vous allez voir que la puissance laser est de l'ordre de quelques μW , or le seuil de sécurité est fixé à mW. Néanmoins, cela ne fait pas de mal de prendre d'emblée des bonnes habitudes.

2.2.1 Matériel expérimental

- un tube He-Ne associé à un miroir (M1)
- un miroir M2 concave traité haute réflectance (Rmax) mobile
- une alimentation pour le tube à décharge
- un laser commercial vert de faible puissance qui sert de référence pour les alignements ainsi que deux miroirs pour l'aligner le long de la cavité HeNe.
- Un diaphragme à iris réglable pour le filtrage des modes transverses.
- Une lentille pour mesurer la longueur focale de la cavité.
- Une caméra CCD.
- Un écran diffusant.
- Une lampe LED blanche munie d'un collimateur.

2.2.2 Liste des expériences à faire

Le tube du laser He-Ne, après plus de vingt-cinq ans de TP commencent à fatiguer. Le plasma au sein de la cavité tend à ne pas être stable. Ainsi, il n'est plus possible, une fois l'alignement effectué, de laisser le laser pendant qu'on lit le poly pour la partie suivante. . .

Je liste ici les manips à effectuée une fois que la cavité lase. Vérifier que vous êtes bien au point sur ce que vous devez faire et que vous avez le matériel à portée de main AVANT d'alimenter la cavité/

- Observation des différents modes transverses du faisceau. (durée env 5 minutes)
- Etat de polarisation (durée env 30s)
- Etude de la répartition de l'intensité du mode TEM₀₀. (durée env 30 secondes).
- Etude de la divergence du faisceau. (durée env 2 minutes).

- Mesure de la puissance laser (durée env 30 secondes).
- Mesure du spectre de fluo et du laser (durée env 1 minutes)
- Focalisation et faisceau gaussien (durée env 2 minutes).
- Etude du speckle (durée env 2 minutes).

2.2.3 Détermination de la longueur focale du miroir sphérique de la cavité

La distance focale est de l'ordre de 30 cm est le miroir est déjà positionné à la bonne distance.

Définir l'axe optique

Travail expérimental

- Il faut tout d'abord matérialisé l'axe optique qui va passer par le centre de M_1 et M_2 tout en traversant de part en part la cavité optique. Pour ce faire nous allons utilisé un laser d'alignement vert (voir figure ??)
- Utiliser les 2 miroirs pour ajuster que le laser d'alignement traverse M_1 et ressorte par l'autre bout de la cavité sans être diaphragmé (i.e. le faisceau en sortie cavité de la même forme qu'en entrée).

Le miroir le plus proche du laser sert à fixer la *position* i.e. point d'impact du laser, c'est à dire ici le centre de M_1 .

Le miroir le plus proche de M_1 sert à fixer l'*angle*. On l'utilise ici pour que le faisceau ressorte non diaphragmé de la cavité HeNe.

NB : comme le miroir M_1 est très réfléchif pour $\lambda = 632.8 \text{ nm}$, une grande partie du laser d'alignement sera transmis.

Le faisceau laser de référence vert définit donc l'axe optique.

Alignement du miroir M_2 Le but de la manœuvre est d'obtenir une cavité fermée et *stable*. Il faut donc que la lumière réfléchi par M_2 reviennent sur elle-même et emprunte le chemin aller mais dans le sens inverse.

Travail expérimental

- Placer le miroir M_2 sur la table optique de telle sorte qu'il y ait à peu près la distance focale f_{M_2} de M_2 entre les miroirs M_1 et M_2 .
- Orienter horizontalement grossièrement à la main M_2 pour que le faisceau de référence réfléchi par M_2 reviennent dans la cavité. Fixer la monture de M_2 à la table optique avec une vis.
- Utiliser les vis de réglage fines du miroir M_2 pour que le faisceau réfléchi par ce dernier reviennent sur l'axe optique. Vous pouvez vous aider d'un papier blanc percé d'un trou de quelques millimètres de diamètre. Ce dernier est positionné entre la sortie et la

cavité et le miroir M2 de telle sorte à laisser passer le faisceau de référence par le trou, il permet alors, sur son autre face, de visualiser le faisceau réfléchi par M2 tant que l'alignement n'est pas parfait.

- Lorsque vous pensez que l'alignement est correct, enlever l'éventuel papier blanc percé, et mettre prudemment en marche l'alimentation du tube à décharge.
- Si votre alignement est bon alors vous devez avoir l'émission laser ! Si ce n'est pas le cas, ce qui est le plus fréquent lors de premiers essais, il faut reprendre l'alignement depuis le début. Courage !

NB1 : Le faisceau laser rouge sera a priori très peu intense. Il est préférable de voir sa présence assez loin de la cavité HeNe (plus de 50 cm) pour ne pas être perturbé par l'émission spontanée du Néon dans la cavité.

NB2 : Il faut éviter d'allumer trop souvent le tube à décharge, cela a tendance à faire vieillir prématurément le milieu à gain. Par conséquent, allumer l'alimentation que lorsque vous êtes sûr de votre alignement. D'autre part, si vous n'avez pas trouvé le bon alignement, vous pouvez laisser l'alimentation en marche, le fait d'utiliser pour l'axe optique un laser vert permet de voir le faisceau même lorsque l'alimentation est en marche et que le tube émet de la lumière.

- Une fois que vous avez obtenu un faisceau laser, vous pouvez essayer d'augmenter la puissance de sortie en jouant *très finement* sur les vis du miroir M2. Il faut toujours regarder le faisceau laser pendant ces manœuvres d'optimisation sous peine de perdre rapidement le réglage qui permet l'apparition du laser.

2.2.4 Observation des différents modes transverses du faisceau

Le réglage du miroir M2 permet de changer l'inclinaison des faisceaux dans la cavité et donc de favoriser l'apparition de différents modes transverses.

Travail expérimental

- Changer très délicatement avec les vis fines l'orientation du miroir M2 tout en surveillant la forme du faisceau laser en sortie. Vous pouvez aussi placer un diaphragme dans la cavité dont vous changerez la position en X et Y ainsi que le diamètre d'ouverture du diaphragme.
- Explorer les différents modes (ou combinaisons de mode) que vous pouvez obtenir. Pensez à prendre des images de ces modes avec la caméra CCD.

Travail pour le compte-rendu

- Présenter les images des modes que vous avez pu observer et identifier

2.2.5 État de polarisation du faisceau

Travail expérimental

- A l'aide d'un polariseur rectiligne, analyser l'état de polarisation du faisceau émis.

Travail pour le compte-rendu

- Donner l'état de polarisation du laser.
- A partir d'une étude bibliographique sur *l'angle de Brewster* dire quelle élément(s) optique(s) dans la cavité est responsable(s) de cette propriété?

2.2.6 Étude de la répartition de l'intensité du mode TEM₀₀

Travail expérimental

- Le laser étant réglé sur le mode TEM₀₀, mesurer le profil d'intensité en sortie de laser avec la caméra CCD. Jouer sur le temps de pose de la caméra pour éviter²³ la saturation de l'image.

23. Vous pouvez pour cela utiliser l'histogramme de l'image

Travail pour le compte-rendu

- Obtenir avec le logiciel ImageJ un profil 3D du faisceau. Pour ce faire :
 1. Transformer l'image couleur en image en niveau de gris : Image → Type → 16 bits.
 2. Sélectionner avec le rectangle la zone autour du faisceau.
 3. Obtenir le profil avec : Analyze → Surface Plot
 4. Faire une copie d'écran pour le compte rendu.
- Toujours avec imageJ, obtenir une coupe radiale du faisceau :
 1. Sélectionner l'outil ligne et tracer une ligne coupant le faisceau en passant le plus près possible de son centre.
 2. Obtenir le profil avec : Analyze → Plot profile
 3. Exporter le profil via le bouton save en bas à gauche du graphe.
 4. Importer les données dans un logiciel de traitement de donnée scientifique (Veusz par exemple) et ajuster la courbe par la gaussienne donnée par la formule 2.2 avec ici $\frac{w_0}{w(z)} \approx 1$. Quelle valeur obtenez vous pour la taille du faisceau $w(z_L)$ en sortie du laser?

2.2.7 Étude de la divergence du faisceau

Travail expérimental

- Le laser étant réglé sur le mode TEM₀₀, on cherche à tracer la courbe donnant le rayon du faisceau en fonction de la distance z mesurée à partir du miroir de sortie du laser (cf fig 2.5).

Pour ce faire, vous prendrez une dizaine d'images du faisceau laser avec la caméra CCD pour plusieurs distance z entre la caméra et le miroir de sortie du laser allant de quelques centimètres à plusieurs mètres.

Travail pour le compte-rendu

- Traiter les images obtenues avec image J comme dans la partie précédente afin d'obtenir pour chaque image le waist $w(z)$. NB : ce n'est pas la peine ici de faire un ajustement du profil pour chaque image. Vous pouvez directement prendre pour $w(z)$, la valeur du rayon r pour laquelle l'intensité a été divisée par $1/e^2$ par rapport à l'intensité au centre.
- Tracer la courbe $w(z)$ du waist w en fonction de la distance z .
- Ajuster la courbe par la formule 2.4. Le waist w_0 étant un paramètre²⁴ d'ajustement.
- A partir de la pente de l'asymptote déterminer l'angle de divergence.
- En prolongeant l'asymptote jusqu'à l'axe z , déterminer la position du waist w_0 (il se trouve typiquement à l'intérieur de la cavité)
- En déduire, par le calcul, la valeur de la distance de Rayleigh z_R .

24. Remplacer la distance de Rayleigh z_r par son expression mettant en jeu le waist w_0 (cf eq 2.5)

25. Il faudrait mieux la polarisée en inverse avant de la brancher en inverse. Ici, on l'utilise en mode photovoltaïque ce qui ne garantit pas la linéarité du capteur.

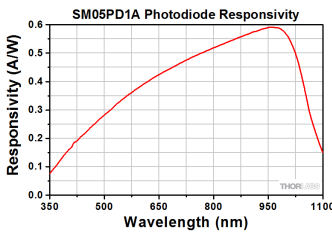


FIGURE 2.6: Courbe de calibration de la photodiode.

2.2.8 *Mesure de la puissance laser*

Travail expérimental Envoyer directement le faisceau laser sur une photodiode reliée²⁵ à un oscilloscope en prenant soin que celle-ci intercepte la totalité du faisceau (si nécessaire utiliser une lentille). Mesurer la tension indiquée par l'oscilloscope.

Travail pour le compte-rendu

- Sachant que l'impédance d'entrée d'un oscilloscope est typiquement de $1\text{ M}\Omega$, en déduire le courant, qui est de l'ordre du micro-ampère voire moins, délivrée par la photodiode.
- A partir de la courbe de sensibilité, en A W^{-1} , donnée par le fabricant (cf fig. 2.6), en déduire la puissance du laser en μW . Dans quelle classe de sécurité celui se trouve-t-il?

2.2.9 *Etude du spectre de fluorescence du gaz et du spectre du laser*

Travail expérimental

- A l'aide du spectromètre fibré "redtide" (Ocean Optics), mesurer le spectre de fluorescence du gaz puis le spectre du laser.
- Identifier les gaz présents dans le tube de la cavité. Et vérifier que l'émission à $\lambda = 632.8\text{ nm}$ du laser correspond bien à une transition du Néon (voir le tableau 2.1)

- Vérifier qu'il existe aussi dans le spectre de fluorescence les raies $\lambda = 543\text{ nm}$, $\lambda = 594\text{ nm}$, $\lambda = 612\text{ nm}$, $\lambda = 1150\text{ nm}$ qui permettent d'obtenir des lasers He-Ne émettant respectivement dans le vert, le jaune, l'orange et l'infrarouge.

Néon λ (nm)	540.1	585.2	435,83	603.0	616.4	621.7
Hélium λ (nm)	447.14	471.3	492.2	501.6	587.6	667.8

TABLE 2.1: Quelques raies atomiques les plus brillantes du Néon et de l'Hélium

Travail pour le compte-rendu

- Présenter le spectre d'émission du néon où vous aurez identifier certaine raie.
- Quel largeur spectrale trouvez-vous pour la raie laser (+ incertitude). Que faut-il en penser ?

2.2.10 *Focalisation par une lentille et étude des propriétés géométriques du faisceau*

Travail expérimental

- Le laser étant réglé sur le mode TEM₀₀, placer une lentille de courte focale (5 cm par exemple) et mesurer avec la camera CCD le profil du faisceau tout au long de la focalisation du faisceau. L'expérience est assez similaire à celle faite dans la partie 2.2.7, mais en prenant des images tous les centimètres.

Travail pour le compte-rendu

- Comme dans la section 2.2.7, tracer et ajuster la courbe $\omega(z)$, quelle valeur obtenez vous pour le waist w_0 , comparer cette valeur à l'expression théorique²⁶ :

$$w_0 = \frac{\lambda f}{a}$$

où f est la focale de la lentille et a la taille du faisceau arrivant sur la face de la lentille.

2.2.11 *Cohérence spatiale : Etude du speckle*

Un objet diffusant éclairé par un faisceau laser apparait couvert de grains brillants : c'est le speckle²⁷ (voir figure 2.7).

Le speckle résulte de l'interférence des ondes diffusées par les inhomogénéités du diffuseur. Avec une source non cohérente spatialement (ce qui est le cas le plus courant), ces interférences ne sont pas visibles, ce sont les intensités issus de chaque grain du diffuseur qui s'ajoutent. Avec un laser ce sont les amplitudes qui s'ajoutent avec donc la possibilité de voir apparaître des interférences.

Ces interférences ont lieu sur l'écran²⁸ où on visualise le speckle. Les positions des zones brillantes et sombres sont aléatoires mais elles obéissent à une statistique bien précise.

26. Lorsque la taille du faisceau est uniquement dictée par la diffraction (pas d'aberration, etc)

27. "tavelure" en bon français

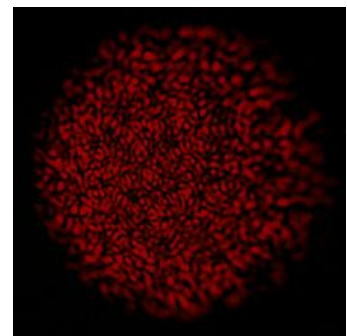


FIGURE 2.7: Image d'un speckle

28. Cet écran peut très bien être notre rétine lorsque l'on regarde un objet diffusant éclairé par un laser.

Travail expérimental

- Éclairer un bout de papier calque avec le faisceau laser le mode TEM₀₀.
- Prendre une image du diffuseur avec la caméra CCD munie de son objectif.
- Changer le point d'impact du laser sur le diffuseur. Prendre une autre image du diffuseur avec la caméra CCD munie de son objectif dans les mêmes conditions que précédemment.
- Changer la distance D diffuseur-caméra et reprendre une image.
- Ajouter un petit trou de diamètre d (0.1 à 0.5mm) contre l'objet diffusant. Reprendre une image.

Travail pour le compte-rendu

29. On pourra éventuellement s'aider d'un traitement automatique en utilisant ImageJ

- Compter²⁹ le nombre N de maxima d'intensité présents sur la surface S de d'une partie de l'image obtenue sur la caméra.
On a intérêt à sélectionner une zone contenant entre 10 et 20 maxima. La distance moyenne ΔL entre deux grains de speckle est alors approximée par :

$$\Delta L = \sqrt{S/N}$$

- Vérifier expérimentalement que :
- La distance moyenne ΔL ne dépend pas de la région étudiée sur l'image.
- Quand on éclaire une autre région du diffuseur le speckle se modifie mais la distance moyenne ΔL ne change pas.
- Quand on change de diffuseur (on peut utiliser par exemple du scotch semi transparent), la luminosité change ainsi que la zone globalement éclairé sur l'écran (angle de diffusion du diffuseur), mais la distance moyenne ΔL ne change pas.
- Si on déplace la position de la caméra, la distance moyenne ΔL change proportionnellement à la distance D diffuseur-caméra.
- Si on ajoute un petit trou de diamètre d (0.1 à 0.5mm) contre l'objet diffusant, la distance moyenne ΔL croît proportionnellement à $1/d$. Plus précisément, essayer de vérifier que :

$$\Delta L \equiv \frac{2\lambda D}{d}$$

3 Acousto-Optique

Les ondes ultra-sonores sont des ondes acoustiques dont la fréquence, qui est comprise entre 10 kHz et quelques GHz, est au-delà du seuil d'audibilité de l'oreille humaine. Leur longueur d'onde λ dépend de la vitesse de propagation v au sein du milieu dans lequel ces ondes vont se propager. Cette vitesse de propagation est par exemple égale à $v = 1200 \text{ m s}^{-1}$ dans l'eau, et le domaine des fréquences ultra-sonores défini ci-dessus correspond à une longueur d'onde comprise entre quelques cm et quelques dizaines de μm .

Nous allons étudier au cours de ce TP l'effet acousto-optique. Nous caractériserons d'abord une cellule acousto-optique puis nous l'utiliserons pour transmettre une information via un signal lumineux de deux façons différentes.

3.1 Un peu d'histoire

En 1921, Léon Brillouin prédit qu'un liquide traversé par une onde acoustique de faible longueur d'onde, se comporterait comme un réseau de diffraction pour la lumière. Ce n'est qu'environ 10 ans plus tard que cet effet fut observé pour la première fois, et ceci de façon indépendante par Debye et Sears, ainsi que par Lucas et Biquard. Ces résultats ont entraîné dans les années qui suivirent toute une série d'études à la fois théoriques et expérimentales. En effet, ce type d'interaction acousto-optique, appelé alors diffusion Brillouin, s'est rapidement avérée être un moyen puissant d'investigation spectroscopique des vibrations thermiques dans les solides et les liquides.

Depuis les années 1970, le développement des lasers, associé à celui des céramiques piézo-électriques¹ qui permettent de générer facilement des ondes acoustiques dont les fréquences coïncident avec celles du spectre radio-fréquence (RF) et hyper-fréquence, a fait apparaître de nombreux dispositifs qui sont basés sur cet effet. Ces composants opto-électroniques permettent par exemple :

- de moduler la lumière aussi bien en amplitude qu'en phase,
- de défléchir un faisceau lumineux,
- de décaler la fréquence optique d'un laser d'une valeur parfaitement déterminée par celle de l'onde acoustique.

Sommaire

3.1 Un peu d'histoire.	27
3.2 Cellule acousto-optique.	28
3.3 Liste du matériel disponible.	32
3.4 Caractérisation de la cellule acousto-optique.	34
3.5 Modulation d'un signal par AOM	36

1. L'effet piezzo électrique

— Analyser un spectre.

3.2 Quelques notions sur les cellules acousto-optiques

L'indice optique d'un matériau peut être modifiée par la présence d'une onde acoustique. Pour un gaz, dans les régions où le gaz est compressé par l'onde acoustique il y a généralement une augmentation de l'indice optique alors qu'il se produit le contraire dans la zone où le gaz est raréfié. Pour un matériau solide, l'onde acoustique modifie la polarisabilité locale du matériau et par conséquent modifie son indice optique.

Plus précisément, considérons une onde acoustique plane et harmonique $s(x, t)$ se propageant selon la direction x dans le matériau avec une vitesse v_s , une fréquence f et une longueur d'onde² $\Lambda_s = v_s/f$:

$$s(x, t) = S_0 \cos(\Omega t - qx)$$

où S_0 est l'amplitude, $\Omega = 2\pi f$ et $q = 2\pi/\Lambda_s$ est le nombre d'onde³ de l'onde acoustique.

Le milieu est supposé transparent avec un indice optique égale à n en l'absence d'onde sonore. La contrainte $s(x, t)$ crée une modification⁴ de l'indice optique du milieu dans un processus similaire à l'effet Pockels (cf le TP sur l'effet electro-optique et plus précisément la section 4.2.1 p.44) :

$$\Delta n(x, t) = -\frac{1}{2}pn^3s(x, t) \tag{3.1}$$

où p est un coefficient phénoménologique appelée *coefficient photoélastique*. Notons que ces variations d'indice optique reste très faible de l'ordre de 1×10^5 même avec des ondes acoustiques d'amplitudes importantes.

L'indice optique $n(x, t)$, du fait de l'onde acoustique, est maintenant inhomogène et dépendant du temps :

$$n(x, t) = n - \frac{1}{2}pn^3S_0 \cos(\Omega t - qx)$$

Un acousto-optique a alors deux types de comportement de fonctionnement selon son épaisseur :

- Lorsque son épaisseur L est *faible*, c'est à dire plus petit que le pas du réseau acoustique Λ_s , la cellule acousto-optique se comporte comme un réseau optique de phase⁵. On parle de régime de *Raman-Nath*. Nous n'étudierons pas ce régime au cours de ce TP.
- Lorsque son épaisseur L est *importante*, c'est à dire plus grande que le pas du réseau acoustique Λ_s , la cellule acousto-optique se comporte comme une série de plans de réflexion partielles conduisant, si les conditions sont réunies (voir plus bas), à une *réflexion de Bragg*. On parle de régime de *Bragg*.

2. Le milieu est considéré non dispersif pour les ondes ultrasonores

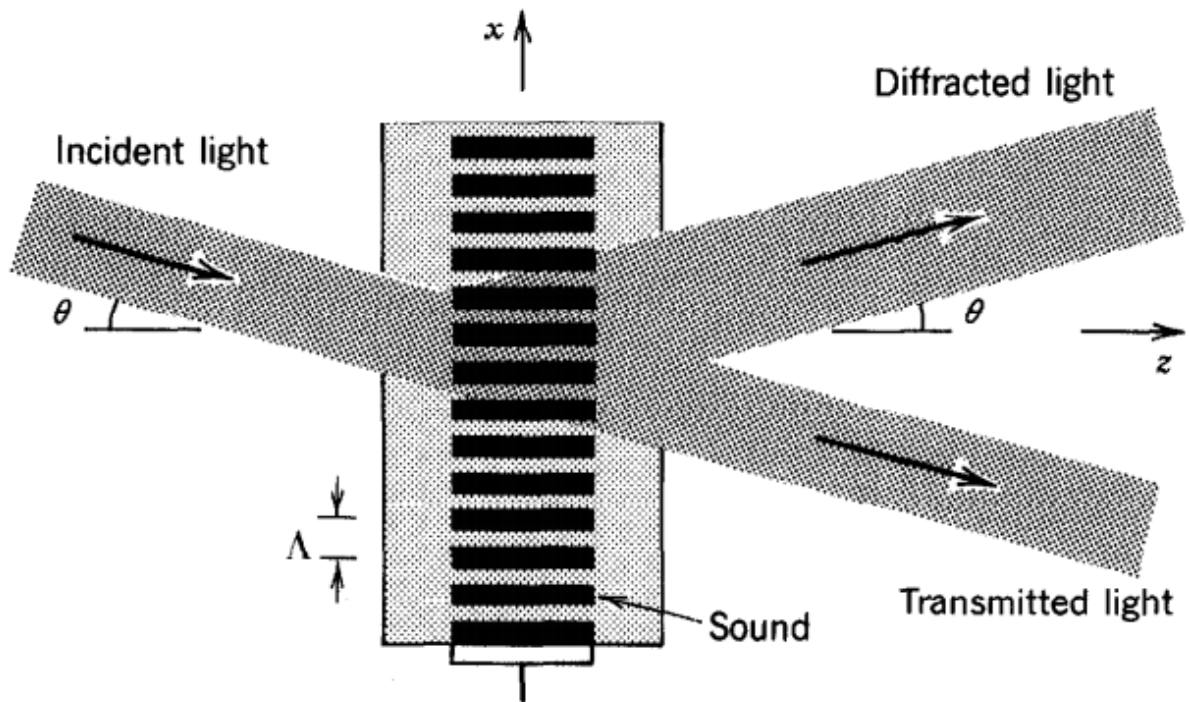
3. On garde la lettre k pour le nombre d'onde de la lumière

4. Il y a un signe moins dans la formule 3.1 car une valeur positive de $s(x, t)$ veut dire une dilatation du milieu et donc une diminution de l'indice optique.

5. Vous avez sûrement plutôt déjà travaillé avec des réseaux en amplitude. Dans un réseau en amplitude, les éléments diffractants modifient l'intensité du faisceau alors que dans un réseau de phase les éléments diffractants sont transparents mais déphasent la lumière incidente.

Le comportement d'un réseau de phase est globalement le même que celui d'un réseau d'amplitude à l'exception de l'énergie diffractée dans chaque ordre. Dans le cas d'un réseau de phase, il faut faire intervenir des fonctions de Bessel.

3.2.1 Le régime de Bragg



Considérons maintenant une onde lumineuse plane et harmonique, ou plus concrètement un faisceau laser, de fréquence ν , avec une pulsation $\omega = 2\pi\nu$, de longueur d'onde dans le milieu $\lambda = c_0/(n\nu)$ et de nombre d'onde $k = n\omega/c$ et un vecteur d'onde \mathbf{k} appartenant au plan xz tout en faisant un angle θ avec l'axe z (voir figure 3.1)

Comme l'onde optique se propage bien plus vite que l'onde acoustique (il y a au moins 5 ordres de grandeurs de différence) l'onde acoustique et donc la fonction $n(x,t)$ apparait comme figée pour l'onde optique si bien que cette dernière arrive avec l'angle d'incidence Θ sur un ensemble de plan défini par l'onde acoustique où elle est partiellement réfléchi par chaque plan.

Ces réflexions partielles conduisent à des interférences constructives⁶ si elles sont en phase, ou si, dit autrement, leur différence de marche est un multiple de 2π .

La différence de marche δl entre deux plans de l'onde acoustique equi-phase est de $\delta l = 2k \sin\theta \Lambda$, il y a interférence constructive lorsque l'onde lumineuse arrive sur la cellule acousto-optique avec l'angle θ_B , dit angle de Bragg, tel que⁷ :

$$\sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{3.2}$$

En pratique, la longueur d'onde λ de la lumière incidente est bien plus faible que la longueur des ondes acoustiques Λ , si bien que l'angle

6. La réflexion sur des plans de Bragg est une situation que l'on rencontre assez souvent en physique que ce soit par exemple pour la réflexion des rayons X sur des plans cristallin en diffraction X ou la réflexion des ondes de probabilité des électrons sur les plans des atomes du réseau conduisant à l'apparition d'un gap dans le diagramme de bande.

7. On doit avoir $\delta l = 2\pi$ et $k = 2\pi/\lambda$

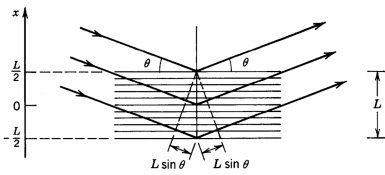
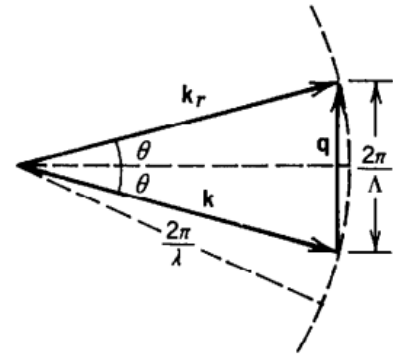
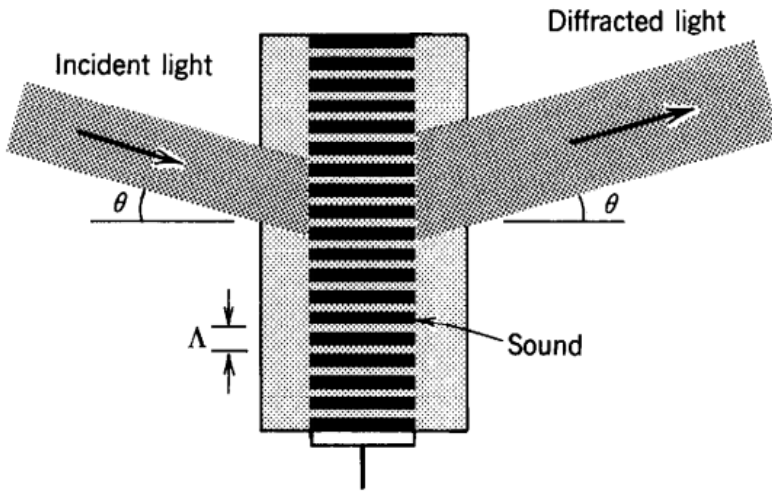


FIGURE 3.1: Faisceau laser en incidence avec un angle θ sur un plan d'onde acoustique créé au sein de la cellule acousto-optique

de Bragg θ_B est très faible.

La condition de Bragg peut aussi être obtenue en disant que le vecteur d'onde \mathbf{k}_r de l'onde réfléchie est égale à celui de l'onde lumineuse incidente \mathbf{k} plus celui de l'onde acoustique \mathbf{q}

$$\mathbf{k}_r = \mathbf{k} + \mathbf{q} \leftrightarrow \sin \theta_B = \frac{\lambda}{2\Lambda} \tag{3.3}$$



8. Le décalage Doppler est tel que :

$$\omega_r = \omega(1 + 2v_s \sin \theta / c)$$

Pour l'angle de Bragg $\sin \theta = \lambda / 2(\Lambda)$ et $v_s = \Lambda \Omega / (2\pi)$ et $c = \lambda \omega / (2\pi)$

9. Le décalage en longueur d'onde est de l'ordre de 1×10^{-3} nm, ne vous attendez pas à voir un changement de couleur du laser!

Décalage Doppler La pulsation du photon réfléchi ω_r par l'onde acoustique n'est pas exactement la même que celle du photon incident ω à cause de l'effet Doppler Ω . Plus précisément⁸, nous avons :

$$\omega_r = \omega + \Omega \tag{3.4}$$

Le décalage est très faible car la fréquence acoustique (de l'ordre de la dizaine de mégahertz) et très faible⁹ devant la fréquence de l'onde lumineuse (de l'ordre de la centaine de térahertz). Elle peut néanmoins être mise en évidence comme cela est proposé dans la section ??.

10. Il s'agit de la relation de De Broglie $\mathbf{p} = \hbar \mathbf{k}$

11. Un des phonons issus de l'onde acoustique est annihilé et son énergie est transférée au photon réfléchi

Interprétation en terme de particule quantique peut être interprété comme l'interaction des photons du laser avec les phonons de l'acousto-optique, c'est à dire les particules associées aux vibrations du réseau/atomes du matériau. Le photon incident (de pulsation ω et d'impulsion¹⁰ $\hbar \mathbf{k}$ se combine avec un phonon (de pulsation Ω et d'impulsion $\hbar \mathbf{q}$) pour créer un nouveau photon (de pulsation ω_r et d'impulsion $\hbar \mathbf{k}_r$). La conservation de l'énergie impose¹¹ :

$$\hbar \omega_r = \hbar \omega + \hbar \Omega$$

et la conservation de l'impulsion :

$$\mathbf{k}_r = \mathbf{k} + \mathbf{q}$$

Nous retrouvons ainsi respectivement les équations 3.4 et 3.3, c'est à dire le décalage Doppler et la condition de Bragg.

Ordre de diffraction négatif Les raisonnements tenus dans les paragraphes précédents sont toujours correct en prenant pour angle d'incidence l'angle opposé $-\theta$. La situation expérimentale est schématisée sur la figure ??.

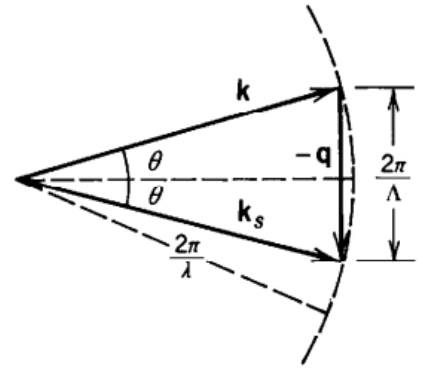
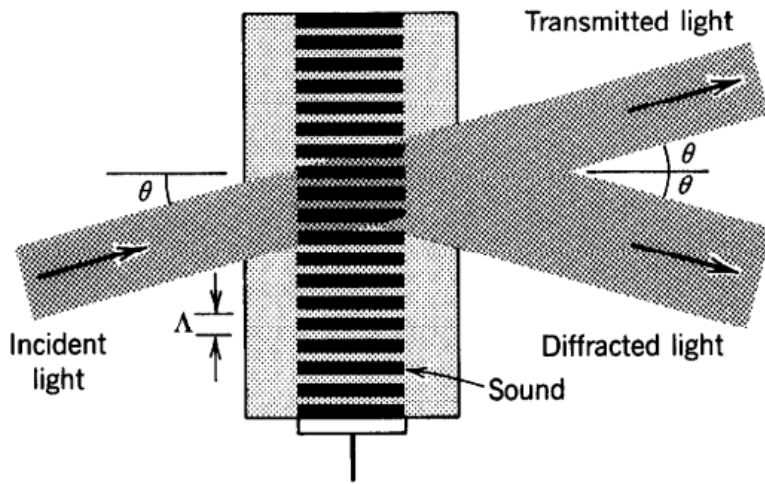
Dans ce cas, la pulsation de l'onde réfléchiée est inférieure¹² à celle de l'onde incidente :

$$\omega_r = \omega - \Omega$$

et la somme des vecteurs d'onde suivent la relation :

$$\mathbf{k}_r = \mathbf{k} - \mathbf{q}$$

12. Le photon incident transfère une partie de son énergie pour créer un phonon de pulsation Ω au sein de la cellule acousto-optique.



Échange d'énergie entre l'ordre $p=0$ et $p=1$ Pour des raisons qui ne seront pas développées ici¹³, l'énergie est en permanence échangée au sein de la cellule acousto-optique entre le faisceau incident (l'ordre $p = 0$) et le faisceau réfléchi par les plan de Bragg (l'ordre $p = 1$).

Mathématiquement l'intensité du faisceau dans l'ordre 0, $I_0(x)$, le long de l'abscisse x au sein de la cellule acousto-optique vaut :

$$I_0(x) = E_0^2 \cos^2 \left(\frac{\phi}{2L} x \right) \tag{3.5}$$

où E_0 est la norme du champ électrique lumineux incident et le déphasage ϕ :

$$\phi = \frac{2\pi \Delta n_0 L}{\lambda}$$

alors que l'intensité $I_1(x)$ dans l'ordre réfléchi (ou diffracté) $p = 1$ vaut :

$$I_1(x) = E_0^2 \sin^2 \left(\frac{\phi}{2L} x \right) \tag{3.6}$$

13. voir par exemple Saleh and Teich [2007] chapitre 20

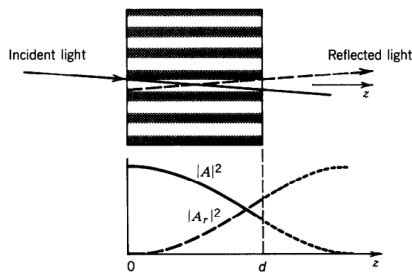


FIGURE 3.2:

On voit ainsi en comparant les équations 3.5 et 3.6 que les deux intensités sont en quadrature et s'échange l'énergie au cours de la propagation selon l'axe x . Cette évolution est tracée sur la figure ??.

L'énergie émergeant de la cellule acousto-optique s'obtient en prenant les équations 3.5 et 3.6 en $x = L$. On peut de plus définir le rendement de diffraction est défini par $R = \text{quantité de lumière diffractée} / \text{quantité de lumière incidente}$, soit mathématiquement :

$$R = \frac{I_1(x = L)}{I_0(x = 0)} = \sin^2\left(\frac{\phi}{2}\right)$$

soit :

$$R = \sin^2\left(\frac{2\pi L}{\lambda} \Delta n_0\right) \tag{3.7}$$

Nous voyons donc que modifier la variation d'indice Δn_0 due à l'onde acoustique change le rendement de diffraction (l'épaisseur L et la longueur d'onde du laser λ étant fixe durant l'expérience). Ainsi, lorsque l'on change par exemple l'amplitude des ondes sonores, on change aussi la répartition de l'énergie entre l'ordre 0 et l'ordre 1.

3.2.2 Utilisation de la cellule acousto-optique

Il est possible de changer deux paramètres de la cellule acousto-optique : la fréquence et l'amplitude de l'onde acoustique.

- Changer la fréquence de l'onde acoustique change la longueur d'onde Λ du réseau et par conséquent change la condition de Bragg et in fine la direction du faisceau. On obtient ainsi un *déflexeur*. L'angle de déflexion α est proportionnel à la fréquence f de l'onde acoustique. Plus précisément :

$$\alpha = \frac{\lambda f}{v_s} \tag{3.8}$$

où v_s est la vitesse de l'onde acoustique.

- Changer l'amplitude des ondes, cela change (cf eq 3.7) la répartition d'énergie entre l'ordre 0 et l'ordre 1. On obtient ainsi un *modulateur* en intensité.

3.3 Liste du matériel disponible

Le composant retenu pour ces travaux pratiques a été sélectionné pour son aptitude à fonctionner en modulateur, en déflexeur et avec différents types de Laser (par exemple un laser He-Ne à 633 nm). C'est un modulateur acousto-optique dont le milieu d'interaction est du PbMoO_4 . Un transducteur, fixé sur la cellule, est piloté par un signal HF (entrée V FREQ IN) qui sert de porteuse et dont l'amplitude peut être modulée par un signal extérieur. La modulation d'amplitude de la HF est effectuée par l'entrée V MOD.

TABLE 3.1: Caractéristique de la cellule acousto-optique utilisée dans ce TP

Matériau	PbMoO ₄
Vitesse acoustique	A déterminer
Bande passante optique	488 nm – 700 nm
Coefficient de transmission	> 95 %
Efficacité de diffraction	> 70 % (avec laser HeNe)
Angle total de déflexion	A déterminer
Puissance acoustique	1 Watt

TABLE 3.2: Caractéristique du driver la cellule (modèle DRF-65.95)

Alimentation	24 V continu
Entrée modulation d'amplitude	0-5 V
Contrôle de fréquence	0-10 V
Temps de balayage de toute la bande de fréquence	< 100 µs

3.3.1 Tension de controle

Les tensions de contrôle seront générées et contrôlée via la station "Eurosmart".

Voici quelques indications de fonctionnement :

- L'interface est construite autour de 3 onglets :
 - Les *courbes*, pour afficher les mesures (faire des cliqué-glissé "drag'n drop" vers la fenetre de graphe))
 - Aquisition, pour paramettrer les mesures.
 - Emission pour generer des signaux, ce qui va nous être particulièrement utile ici.
- L'onglet émission permet de paramètrer les sorties "X₁" et "X₂". Nous aurons besoin dans un premier de tension constante (mais ajustable). Dans une deuxième partie, nous aurons besoin d'une sinusoïde. Vous pouvez varier sa fréquence et en mettant une amplitude positive différente de celle négative vous pouvez regler sa tension de décalage (offset).

3.3.2 Mesure des faisceaux défléchis

Les faisceaux de l'ordre 0 et 1 seront mesurés (position et intensité) grâce à un appareil photo canon EOS4000D. L'APN est piloté par le logiciel "Canon EOS Remote". Les images seront traitées sur image J pour mesurer soit :

- La distance entre deux faisceaux. Pour cela tracer une droite qui coupe les deux faisceaux et faire "Analyze" → "Plot Profile". Repérer la position des maximums et calculer la distance en pixel entre ces deux maximums. La taille d'un pixel est de 4.9 µm
- L'intensité d'un faisceau. Pour ce faire selectionner le faisceau avec l'outil ellipse (en essayant de prendre le moins possible de pixel noir) puis faire "Analyze" → "Measure" et lire la colone "IntDen" qui est la somme de l'intensité de tous les pixels selectionnés. Attention, il faut au préalable faire "Analyze" → "Set Measurement" et cocher la case "Integrated Density".

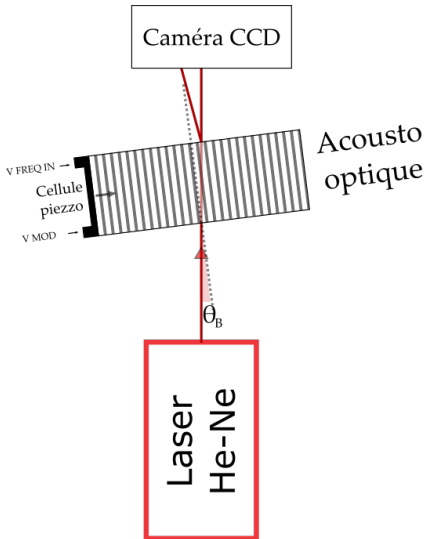


FIGURE 3.3: Schéma de l'expérience.

14. En utilisant la centrale eurosmart, cf section 3.3

Le temps de pose de l'APN sera réglé pour ne pas faire saturer le capteur. Si la valeur d'un pixel atteint 255 (capteur 8bits) alors l'image est saturée. On perd alors en précision sur la position et l'intensité du faisceau.

3.4 Caractérisation de la cellule acousto-optique

3.4.1 Réglage de l'angle de Bragg

L'action de la cellule acousto-optique n'est efficace que si le laser arrive avec l'angle de Bragg sur les plans définis par l'onde ultrasonore (cf figure 3.1 et l'équation 3.2). Expérimentalement, il est plus simple de tourner le cristal que changer l'angle d'incidence du laser (voir figure 3.3)

Travail expérimental

- Réaliser le montage de la figure 3.3.
- Mettre une tension¹⁴ d'environ 2 V pour la modulation (V MOD) et d'environ 5 V pour la fréquence (V FREQ IN)
- Tourner la cellule acousto-optique tout en regardant sur la caméra CCD l'intensité du faisceau diffracté. Trouver l'angle qui maximise l'intensité diffracté par la cellule acousto-optique. L'angle entre le faisceau et la cellule est alors l'angle de Bragg θ_B . Son réglage est assez fin (une fraction de degré) mais il peut être trouvé à la main sans utiliser une platine de rotation de précision.

NB : Il faudrait a priori changer l'angle de Bragg à chaque fois que l'on change la fréquence de l'onde acoustique (et donc Λ). En pratique, ce n'est pas spécialement nécessaire.

3.4.2 Étude de l'angle de déflexion

Travail expérimental

- Mettre la modulation d'amplitude VMOD à une tension continue à une valeur comprise entre 0 et 5 V et qui maximise la diffraction dans l'ordre 1.
- Pour environ 10 valeurs de la tension pilotant la fréquence (V FREQ IN) comprise entre 0 et 10 V, mesurer l'angle de déviation entre le faisceau incident et le faisceau dévié par l'acousto-optique. Il est fort probable que vous ayez à ajuster l'angle de Bragg entre les différentes mesures.

Pour mesurer l'angle, vous pouvez utiliser la caméra et mesurer la distance entre les deux spots (l'ordre 0 et l'ordre 1) en pixel. Le pixel de la camera a une dimension de 4.29 μm .

- On cherche maintenant à étudier la *bande passante* du système. C'est à dire ici, la vitesse à laquelle on peut balayer de déflexion minimum (où la fréquence de l'onde sonore f_s est nulle et V FREQ

IN vaut 0 V) à la déflexion maximale (où $f_s = 95$ MHz est nulle et V FREQ IN vaut 10 V)

Pour ce faire on met en entrée de V FREQ IN une tension sinusoïdale d'amplitude comprise entre 0 et 10 V (crête à crête) dont on va augmenter la fréquence.

ATTENTION : bien vérifier au préalable avec la centrale euros-mart en mode acquisition que la tension que vous allez appliquer à V FREQ IN est bien comprise entre 0 et 10 V. Il ne doit *pas* y avoir de *tension négative* à l'entrée V FREQ IN (ni V MOD d'ailleurs).

NB de 2021 : Il y a maintenant un circuit passif qui limite les tensions dans la gamme 0-5V et 0-10V. Cela ne vous empêche pas pour autant de faire attention

Mesurer l'amplitude de déflexion pour différentes fréquences du signal sinusoïdale.

Vous pouvez :

- mesurer l'amplitude de déflexion en prenant une avec l'APN image avec un long temps de pose.
- Enlever l'APN et visualiser le faisceau de l'ordre 1 assez loin de l'acousto-optique pour avoir une déflexion mesurable au double décimètre.

Travail pour le compte-rendu

- Tracer la courbe angle de déflexion en fonction de la fréquence f de l'onde acoustique sachant que pour 10 V la fréquence vaut 95 MHz et que la relation entre la tension et la fréquence est linéaire.
- Ajuster la courbe expérimentale par une droite obtenir une mesure de la vitesse¹⁵ v_s de l'onde ultrasonore au sein du cristal.
- Tracer en échelle semi-log, l'évolution de la gamme de déflexion en fonction de la fréquence imposée à l'entrée de V FREQ IN. Mettre en évidence l'apparition d'un filtre passe-bas dont on déterminera la fréquence de coupure.

15. On suppose le milieu non dispersif pour l'onde sonore ce qui fait que l'on peut parler d'une seule vitesse de l'onde malgré le fait que l'on utilise différentes fréquences pour l'onde.

3.4.3 Étude de l'intensité de diffraction

Travail expérimental

- Afin de fixer l'angle de déflexion, alimenter V FREQ IN par une tension continue (entre 0 et 10 V).
- Faire varier le point de fonctionnement du système en jouant sur la tension de modulation V MOD (0 à 5 V du modulateur).

Pour chaque tension continue appliquée, mesurer l'intensité dans l'ordre 0 et dans l'ordre 1 (vous pouvez pour cela utiliser l'APN, attention de ne pas saturer le capteur, soit en diminuant l'intensité du laser incident, soit en diminuant le temps de pose).

Travail pour le compte-rendu

- Tracer sur une même courbe l'intensité dans l'ordre 0 et l'intensité dans l'ordre 1 en fonction de l'intensité de l'onde sonore (i.e. ici la tension V_{MOD}). Ajuster les courbes par les formules théoriques 3.5 et 3.6.
- On souhaite transmettre un signal via la lumière en créant des modulations d'intensité de l'ordre 1. Le signal a des variations d'amplitude sont de l'ordre de 100 mV. A partir de la courbe précédente indiquer, en justifiant, quelle tension continue doit-on ajouter au signal à moduler pour avoir une bonne linéarité¹⁶ pour le signal reçue après le transport par la photodiode.

16. Vous pouvez à ce sujet aussi voir la partie 4.3.4 p.50 du TP Electro-Optique

3.4.4 *Étude de la polarisation**Travail expérimental*

- Placer un polariseur après la cellule acousto-optique et étudier l'état de polarisation du faisceau non dévié correspondant à l'ordre $p = 0$ et celui ayant subi une réflexion de Bragg $p = 1$

Travail pour le compte-rendu

- Exposer vos résultats expérimentaux.

3.5 *Modulation d'un signal par AOM*3.5.1 *modulation de l'intensité de l'ordre 0**Travail expérimental*

- Appliquer une fréquence acoustique telle que l'ordre 0 et l'ordre 1 soit facilement séparable spatialement (voir section 3.4.2).
- Appliquer une amplitude pour l'onde acoustique telle que la modulation de l'amplitude autour de cette valeur conduisent à un transport le plus linéaire de l'information (voir section 3.4.3)
- Ajouter¹⁷ à la tension V_{MOD}, un signal sinusoïdal d'environ 1 kHz avec une amplitude d'environ 100 mV
- Mesurer avec une photodiode branchée à l'oscilloscope l'intensité du signal de l'ordre 0.
Retrouve-t-on la sinusoïde à 20 Hz?
- Effectuer la FFT du signal quelle est le taux de distortion définit comme le rapport de l'intensité de l'harmonique 2 sur le fondamental?
- Mesurer l'amplitude des oscillations en fonction de leur fréquence. Par exemple 20 Hz, 50 Hz, 100 Hz, 200 Hz, 500 Hz et 1000 Hz.
- On ajoute maintenant à la tension V_{MOD} un signal musical qui a une amplitude de l'ordre de 100 mV.
Visualiser la tension délivrée par la photodiode¹⁸ branchée à l'oscilloscope/centrale Eurosmart.

17. On utilise pour cela un montage additionneur à base d'ampli-op. Ce montage est déjà réalisé et il est contenu dans un boîtier.

18. Une photodiode crée un courant proportionnel à l'éclairement. Ici la photodiode est branchée dans un montage à base d'AO trans-impédance qui délivre, in fine, une tension proportionnelle à l'éclairement.

- Le signal présente une composante continue qu'il faut filtrer par exemple avec un montage RC passe-haut ¹⁹. Utiliser le boîtier prévu à ce effet.
 - Brancher ensuite le signal issue de la photodiode et filtrée de sa composante continue par le RC sur des haut-parleurs avec des amplis intégrés. Vérifier qu'en coupant le signal lumineux, on perd le transport de l'information.
19. La fréquence de coupure du filtre doit être de l'ordre de la dizaine de hertz

Travail pour le compte-rendu

- Faire un schéma de l'expérience bien annoté qui permet d'expliquer le codage et le décodage du signal.
- Quelle est la bande passante du dispositif? En quoi cela limite-t-il une application audio?

4 Electro optique

4.1 Quelques rappels sur la notion de polarisation

Dans la vie quotidienne, notre œil permet de caractériser la lumière par trois grandeurs :

- son spectre en énergie (ou dit autrement sa couleur).
- son intensité.
- sa direction.

Cependant, l'œil humain¹ n'est pas sensible à une quatrième grandeur presque aussi importante : *la polarisation*. Par conséquent, il est difficile² d'expliquer sans outils mathématiques ce qu'est la polarisation.

Pour décrire l'état de polarisation de la lumière il est nécessaire³ de prendre en compte la nature vectorielle du champ électromagnétique. On raisonne à partir d'une onde plane monochromatique⁴. Du fait des équations de Maxwell, une telle onde, dans le vide, a la structure décrite sur la figure 1 :

- L'onde est transverse (le champ électrique et le champ magnétique oscillent dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation)
- Le champ électrique et le champ magnétique sont orthogonaux entre eux.

Il ne faut pas oublier que cette onde évolue dans le temps et l'espace :

- Si on *fige le temps*, c'est à dire si l'on prend par exemple une photo, l'extrémité du vecteur électrique décrit dans l'espace une courbe. La distance entre deux maxima de cette courbe est égale à la *longueur d'onde* (de l'ordre de 500 nm pour la lumière visible).
- Si on *fige l'espace*, c'est à dire que l'on place un observateur fixe, l'extrémité du vecteur du champ électrique oscille sur place à la *fréquence* de la lumière considérée (de l'ordre de 5×10^{15} Hz soit une période de 10 fs (!) pour le visible).

Il est courant de décrire l'état de polarisation dans le plan xy perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière z portée par le vecteur \mathbf{k} .

Sommaire

4.1 Quelques rappels sur la notion de polarisation	39
4.2 Biréfringence provoquée	43
4.3 Étude d'une cellule Pockels	48

1. Certains animaux comme les pieuvres ont des yeux sensibles à la polarisation.
2. Cela revient presque à essayer de décrire à un aveugle ce qu'est la couleur jaune.
3. Alors que cela n'est pas le cas en optique géométrique ou en optique physique pour décrire par exemple les phénomènes d'interférence ou de diffraction.
4. L'onde plane monochromatique est la brique de base de n'importe quelle onde électromagnétique. En effet, en utilisant les transformées de Fourier (associées à la linéarité des équations de Maxwell), on peut décomposer n'importe quelle onde, aussi complexe soit-elle, en ondes planes monochromatiques.

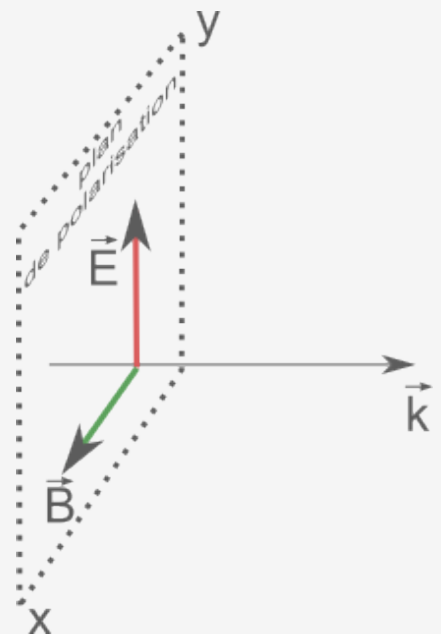


FIGURE 4.1: Structure d'une onde plane monochromatique.

Le champ électrique $\mathbf{E}(t)$ caractérise entièrement l'onde plane monochromatique. On choisit traditionnellement pour une onde se déplaçant dans le vide (ou dans l'air) le champ électrique $\mathbf{E}(t)$, plutôt que le champ magnétique $\mathbf{B}(t)$, pour décrire l'état de polarisation. Cependant dans le cas de la propagation dans un milieu diélectrique l'état de polarisation sera décrit par le vecteur

$$\mathbf{D}(z, t) = \epsilon_0 \underbrace{\mathbf{E}(z, t)}_{\text{champ incident}} + \underbrace{\mathbf{P}(z, t)}_{\text{Réponse matière : polarisation}}$$

qui est la somme du champ électrique $\mathbf{E}(z, t)$ appliqué au matériau plus la réponse de la matière due à la polarisation $\mathbf{P}(z, t)$ au sein du diélectrique.

Il est courant de décrire l'état de polarisation dans le plan xy perpendiculaire à la direction de propagation de la lumière z portée par le vecteur \mathbf{k} .

5. On adopte ici la représentation dite de Jones. Il en existe d'autres comme par exemple les paramètres de Stokes.

Mathématiquement⁵, le champ électrique de l'onde plane monochromatique s'écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\Delta\phi} \end{pmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \quad (4.1)$$

6. La partie $\exp(i(\omega t - kz))$ représente la partie propagative de l'onde plane monochromatique et n'intervient pas dans l'état de polarisation. Elle est souvent omise pour simplifier l'écriture.

Les coordonnées⁶ du vecteur $\mathbf{E}(t)$ sont celles selon x et y . Dans l'expression 4.1, le terme le plus important est $e^{i\Delta\phi}$, il s'agit du déphasage entre la composante selon l'axe x et l'axe y . C'est elle qui va définir principalement définir l'état de polarisation de la lumière.

7. Il s'agit d'un découpage un peu arbitraire. Par exemple on peut montrer qu'une polarisation linéaire est équivalente à la somme de deux polarisations circulaires l'une gauche et l'autre droite

On distingue traditionnellement⁷ quatre types de polarisation :

- Polarisation rectiligne ou linéaire
- Polarisation elliptique
- Polarisation circulaire
- Non polarisé

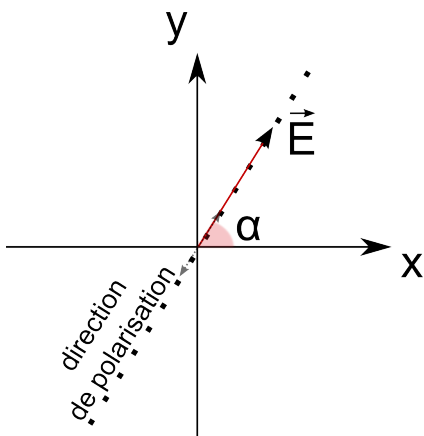


FIGURE 4.2: Schéma d'une polarisation linéaire

Polarisation rectiligne L'extrémité du vecteur $\mathbf{E}(t)$ en un point d'abscisse z décrit un segment de droite. La direction selon laquelle $\mathbf{E}(t)$ oscille est appelée direction de polarisation et le plan contenant \mathbf{k} et $\mathbf{E}(t)$ le plan de polarisation. D'un point de vue pratique, la polarisation linéaire est souvent associée à l'utilisation de *polariseur*.

Mathématiquement, le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \quad (4.2)$$

8. La partie $\exp(i(\omega t - kz))$ représente la partie propagative de l'onde plane monochromatique et n'intervient pas dans l'état de polarisation. Elle est souvent omise pour simplifier l'écriture.

où α est l'angle entre la direction de polarisation et l'axe x et E_0 l'amplitude du champ électrique (en V m^{-1}), ω la pulsation, k le vecteur d'onde⁸. Le déphasage entre les composantes du champ électrique en x et y est nul ($\Delta\phi = 0$) ou égale à π ($\Delta\phi = \pi$)

Polarisation elliptique L'extrémité du vecteur $\mathbf{E}(t)$ en un point d'abscisse z décrit dans le temps une ellipse. Les composantes selon x et y de $\mathbf{E}(t)$ sont déphasées entre elles. Lorsque la composante selon x de $\mathbf{E}(t)$ est maximale, la composante selon y n'est pas au maximum.

D'un point de vue pratique, la polarisation elliptique est souvent associée à l'utilisation de lames biréfringentes.

Mathématiquement, le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{i\Delta\phi} \end{pmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \quad (4.3)$$

où E_x et E_y sont des constantes réelles et positives donnant l'amplitude selon x et y du champ électrique et $\Delta\phi$ (compris entre $-\pi$ et π) est le déphasage entre ces deux composantes. Pour une onde polarisée elliptiquement, le déphasage $\Delta\phi$ est donc *quelconque*.

On définit l'*ellipticité* comme le rapport E_x/E_y .

Cet état est le plus *général*, polarisation linéaire et circulaire ne sont que des cas particuliers de la polarisation elliptique.

Polarisation circulaire La polarisation circulaire est un cas particulier de la polarisation elliptique : l'ellipticité vaut 1 et le déphasage $\pi/2$. L'extrémité du vecteur $\mathbf{E}(t)$ en un point d'abscisse z décrit un *cercle*.

D'un point de vue pratique, la polarisation linéaire est souvent associée à l'utilisation de lames $\lambda/4$.

Mathématiquement⁹, le champ électrique s'écrit :

$$\mathbf{E}(z, t) = E_0 \begin{pmatrix} 1 \\ e^{\pm i\pi/2} \end{pmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \quad (4.4)$$

Si le cercle est décrit dans le sens direct (resp indirect) défini par le vecteur \mathbf{k} , la polarisation est dite gauche (resp. droite).

Non polarisé Il s'agit en fait de l'état de polarisation le plus courant. Durant le temps d'intégration du capteur¹⁰, la polarisation passe aléatoirement et très rapidement¹¹ par plusieurs états. Au final, elle n'a pas d'état de polarisation bien défini.

4.1.1 Outils pour modifier l'état de polarisation

Polariseur ou polaroid Un polaroid se présente sous la forme d'une feuille en matière plastique de quelques dixièmes de millimètre d'épaisseur, généralement de teinte gris neutre. Cette feuille est constituée de longues chaînes de polymères étirées majoritairement dans une direction. A l'échelle moléculaire, on peut s'imaginer une sorte de grille formée de franges. L'absorption d'un tel dispositif dépend très fortement de l'état de polarisation de la lumière. Si la direction de polarisation de la lumière est aligné avec la direction des chaînes de

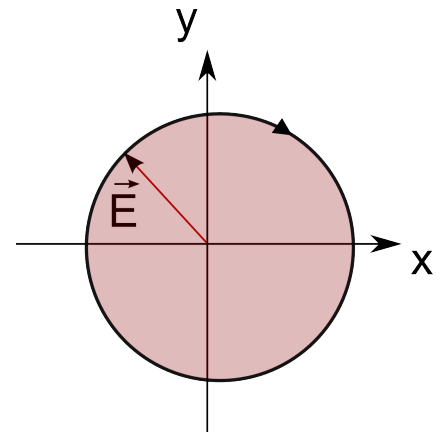


FIGURE 4.4: Schéma d'une polarisation circulaire (droite)

9. Le champ électrique, en un point de l'espace z , s'écrit :

$$\mathbf{E}(t) = E_0(\cos(\omega t)\mathbf{e}_x + \sin(\omega t)\mathbf{e}_y) \exp(i(\omega t - kz))$$

En un point de l'espace x ce qui est bien l'équation paramétrique d'un cercle

10. De l'ordre de 10ms pour l'œil par exemple

11. Sur un temps de l'ordre de la nanoseconde.

- 12. On peut aussi mettre à profit la biréfringence pour créer une lumière polarisée rectilignement, comme c'est le cas par exemple avec les polariseurs de Glan
- 13. Lorsque cela est le cas le polariseur est souvent appelé analyseur, mais il s'agit toujours d'un film polaroid
- 14. Pour la calcite (CaCO₃) par exemple, le premier indice optique est de $n_o = 1,658$, le deuxième de $n_e = 1,486$ soit une différence de $-0,172$. Pour le quartz, la différence n'est que de $0,009$.
- 15. La disposition des atomes qui composent le cristal n'est pas la même selon la direction dans laquelle on regarde le cristal
- 16. Il faudrait ici parler non pas de champ électrique appliqué au cristal $\mathbf{E}(t)$, mais de déplacement électrique : $\mathbf{D}(t) = \epsilon_0 \mathbf{E}(t) + \mathbf{P}(t)$ qui prend en compte le champ électrique appliqué $\mathbf{E}(t)$ mais aussi la réponse de la matière $\mathbf{P}(t)$.
- 17. Il existe aussi des lames biréfringente quasiment achromatiques. Il s'agit, comme pour le cas d'une lentille achromatique, d'une association de deux matériaux ayant des comportements complémentaires. Ces lames sont particulièrement coûteuses, néanmoins la mise au point de lame équivalente en matière plastique il y a quelques années (comme les lame quart d'onde utilisées dans ce TP), permet d'obtenir des lames biréfringente achromatique à un prix abordable.

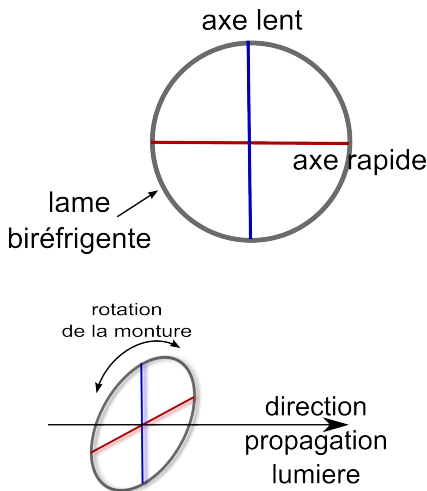


FIGURE 4.5: Schéma d'une lame mince biréfringente

- 18. c'est à dire les axes cristallographique selon lesquelles l'indice optique a une valeur bien définie
- 19. Si la direction de polarisation de la lumière n'est pas parallèle à l'un de ces deux axes, les deux composantes du champ électrique voient deux indices optiques différents et un déphasage se crée.

polymères le champ électrique est absorbé. A contrario, si la direction de polarisation de la lumière est perpendiculaire à la direction des chaînes de polymères la lumière est transmise.

Les polariseurs¹² sont utilisés pour produire une lumière polarisée rectilignement mais aussi pour analyser¹³ l'état de polarisation de la lumière.

Lame mince biréfringente Une lame biréfringente se présente sous la forme d'un petit cristal transparent (diamètre de l'ordre du centimètre) tenu la plupart du temps dans une monture optique adaptée.

Comme son nom l'indique (bi-réfringent), un tel matériau possède deux indices optiques¹⁴ notés n_o et n_e pour indice *ordinaire* et indice *extraordinaire* respectivement. Cette biréfringence provient de l'anisotropie¹⁵ du cristal. Un cristal anisotrope, du fait des molécules qui le composent, ne possède pas la même réponse à la lumière selon son orientation relative au champ électrique.

Comme l'indice optique est différent selon deux axes du cristal, la vitesse de propagation de la lumière est elle aussi différente. Cela conduit à un déphasage entre les composantes du champ électrique¹⁶.

Le déphasage, dû à la différence de vitesse de propagation, introduit par la lame vaut :

$$\Delta\phi = 2\pi\Delta n \frac{e}{\lambda}$$

où e est l'épaisseur de la lame et Δn la différence d'indice optique entre l'indice ordinaire et l'indice extraordinaire. Notons que ce déphasage est dépendant de la longueur d'onde λ de la lumière. Une lame biréfringente standard est donc définie pour travailler à une longueur d'onde précise et peut donner un résultat tout autre si on s'éloigne de la longueur d'onde nominale¹⁷.

Les lames biréfringentes sont donc utilisées pour déphaser les deux composantes E_x et E_y du champ électrique. Deux cas particuliers, très importants dans la pratique, sont les lames demi-onde (dite aussi $\lambda/2$) et quart d'onde (dite aussi $\lambda/4$).

Ligne neutre Les cristaux biréfringents utilisés en optique sont taillés de telle sorte que les axes principaux¹⁸ du cristal, soient perpendiculaires à la direction de propagation de la lumière (cf figure 4.5).

Le long de l'axe ordinaire l'indice optique vaut n_o et n_e le long de l'axe extraordinaire. Ces axes sont aussi appelés axe lent et axe rapide. L'axe lent ayant la plus petite valeur d'indice optique.

Si une lumière polarisée rectilignement arrive parallèle à un de ces deux axes, la lumière ne voit qu'un seul indice optique¹⁹. Tout se passe comme si le milieu n'était plus anisotrope et il n'y a alors plus de biréfringence. La lame n'a alors pas d'influence sur la polarisation de la lumière d'où le nom de *ligne neutre*.

Lame demi-onde L'épaisseur e de la lame est coupée avec une précision micrométrique de telle sorte que son épaisseur optique vaille $\delta = \lambda/2$ à un multiple de λ près. Ainsi, le déphasage $\Delta\varphi$ vaut π .

Le rôle typique d'une lame demi-onde est de modifier ("faire tourner") la direction de polarisation d'une onde polarisée rectilignement.

Lame quart d'onde L'épaisseur e de la lame est coupée avec une précision micrométrique de telle sorte que son épaisseur optique vaille $\delta = \lambda/4$ à un multiple de λ près. Ainsi, le déphasage $\Delta\varphi$ vaut $\pi/2$.

Le rôle typique d'une lame quart d'onde est de créer une onde polarisée circulairement à partir d'une onde polarisée rectilignement. Insistons sur le fait que la direction de polarisation de l'onde incidente doit être à 45 degrés des lignes neutres de la lame quart d'onde. Inversement une lame quart d'onde permet de créer une onde polarisée rectilignement à partir d'une onde polarisée circulairement.

NB : Il existe bien d'autres outils utilisés en optique pour modifier l'état de polarisation de la lumière. Nous pouvons citer le rhomboèdre de Fresnel, le compensateur de Soleil-Babinet, le prisme de Wollaston, les systèmes à base de cristaux liquide, etc.

4.2 Biréfringence provoquée

L'indice optique d'un matériau, qui est une grandeur macroscopique, découle de l'agencement microscopique et des interactions des atomes et molécules qui le composent. Par conséquent, la modification la position microscopiques des atomes conduit macroscopiquement à une variation de l'indice optique et donc potentiellement à une variation du déphasage subit par la lumière lors de la traversée du matériau.

On parle de *biréfringence provoquée* lorsque qu'une contrainte macroscopique conduit à la variation de l'indice optique d'un matériau.

Voici quelques exemples de contrainte macroscopique qui conduisent à de la biréfringence provoquée :

Contrainte mécanique Une contrainte mécanique macroscopique change la répartition microscopique des atomes et conduit (ou exacerbe) à de la biréfringence. On parle de *photoélasticité*²⁰.

²⁰. L'effet acousto-optique en est un bon exemple, il fait l'objet du chapitre 3 p.27

Contrainte Electrique Le champ électrique agit différemment selon la charge des ions ou de la polarisation des atomes/molécules constituant le matériau. On parle d'effet electro-optique et il s'agit de l'objet d'étude principal de TP.

Contrainte Magnétique Il s'agit de l'effet Faraday. Magnéto optique.

Contrainte lumineuse Effet photorefractif.

4.2.1 Effet electro-optique

L'effet electro-optique est le changement d'indice optique d'un matériau découlant de l'application d'un champ électrique statique ou basse fréquence.

La variation d'indice optique en fonction de l'intensité du champ électrique $n(E)$ est faible. De ce fait, sans rentrer dans les détails microscopiques, on peut mathématiquement développer en série de Taylor la fonction $n(E)$:

$$n(E) = n_0 + a_1 E + \frac{1}{2} a_2 E^2 + \dots$$

en se limitant à l'ordre 2 dans le développement, les termes suivants étant vraiment trop faible pour être observer expérimentalement.

Par définition du développement en série de Taylor, le terme n_0 est l'indice optique "habituel" en champ électrique nul $n_0 = n(E = 0)$, le terme a_1 vaut $a_1 = (dn/dE)|_{E=0}$ et le terme a_2 vaut $a_2 = (d^2n/dE^2)|_{E=0}$. Les termes a_1 et a_2 sont des constantes liés au matériau et il est courant²¹ de redéfinir deux coefficients à partir de a_1 et a_2 :

$$r = -2 \frac{a_1}{n^3} \quad \text{et} \quad s = -\frac{a_2}{n^3} \tag{4.5}$$

de telle sorte que la variation de l'indice optique n en fonction du champ électrique peut s'écrire :

Effet electro-optique - variation de l'indice optique en fonction du champ électrique

$$n(E) = n_0 - \underbrace{\frac{1}{2} r n^3 E}_{\text{Effet Pockels}} - \underbrace{\frac{1}{2} s n^3 E^2}_{\text{Effet Kerr}} \tag{4.6}$$

Les termes r et s sont toujours extrêmement faible (voir plus bas), mais même une variation de l'indice optique de par exemple 10^{-5} , conduit après 10^4 longueur d'onde λ , soit environ 1 cm de matériau pour $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ à au déphasage maximum souhaité de 2π .

Effet Pockels Le premier terme du développement $\frac{1}{2} r n^3 E$ qui est donc *linéaire*²² avec le champ électrique est appelé *effet Pockels*.

Le coefficient r est appelé *coefficient pockels*, sa valeur est typiquement comprise entre 10^{-12} et $10^{-10} \text{ V m}^{-1}$. Ainsi avec un champ électrique de 1 MV m^{-1} (soit par exemple un potentiel de 10 kV sur 1 cm), la variation d'indice optique atteint 10^{-6} et 10^{-4} , ce qui comme annoncé plus haut est particulièrement faible mais suffisant pour déphaser significativement la lumière.

Les cristaux les plus communs présentant de l'effet Pockels sont par exemple $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ (ADP), KH_2PO_4 (KDP), LiNbO_3 , LiTaO_3 .

Nous mentionnons ici des cristaux car l'effet Pockels ne peut pas exister²³ dans les matériaux *centrosymétrique*²⁴ comme c'est le cas

21. Cette écriture permet d'écrire la perméabilité électrique η définie par $\eta = \epsilon_0/\epsilon = 1/n^2$, où ϵ est la permittivité du milieu, par une expression assez simple :

$$\eta(E) = \eta_0 + rE + sE^2$$

22. Il s'agit toutefois d'un effet d'optique non linéaire d'ordre 2 dont les deux champs électriques mise en jeu sont celui de la lumière et le champ statique appliqué au matériau

23. Comme d'ailleurs tout les processus d'optique non linéaire d'ordre 2 comme la second harmonic génération (SHG)

24. Plus précisément, un matériau est dit centrosymétrique s'il existe un centre de symétrie, ou dit autrement une inversion des coordonnées $((x, y, z) \mapsto (-x, -y, -z))$ laisse la structure invariante. En effet, dans ce cas, du au principe de Curie portant sur les symétries (Lorsque certaines causes produisent certains effets, les éléments de symétrie des causes doivent se retrouver dans les effets produits), on doit avoir dans le cas d'un cristal centrosymétrique $n(E) = n(-E)$ ce qui oblige le terme d'effet Pockels à être nul (mais pas l'effet Kerr).

par exemple pour les gaz, les liquides et certains cristaux (comme NaCl par exemple).

Effet Kerr Le terme d'ordre 2, $\frac{1}{2}sn^3E^2$, est appelé *effet Kerr*, il est quadratique avec le champ électrique. Son amplitude est bien plus faible que l'effet Pockels si bien qu'il est très souvent masqué par ce dernier, sauf si le matériau est centrosymétrique.

L'effet Kerr peut aussi être créé par le champ électrique du faisceau lumineux lui-même si son amplitude est suffisante (typiquement des lasers de fortes puissances en impulsion). Il s'agit un effet d'optique non linéaire d'ordre²⁵ 3 qui fait que la propagation d'un faisceau laser de forte intensité tend à changer l'indice optique du matériau. Cette effet peut conduire à l'auto-focalisation où un faisceau laser très intense se focalise spontanément lors de sa propagation dans le matériau ou encore à l'automodulation de phase où le spectre du faisceau laser s'enrichit de nouvel fréquence lors de sa propagation. L'effet Kerr sera totalement masqué par l'effet Pockels dans le TP.

4.2.2 La cellule Pockels

Une cellule Pockels est un arrangement de cristaux présentant un effet Pockels assez fort, le tout entouré²⁶ d'électrode afin de pouvoir appliquer un champ électrique.

Nous utilisons ici l'arrangement le plus simple²⁷, i.e. avec un seul cristal, où la cellule de Pockels a pour effet de déphaser les deux composante du champ électriques, ce déphasage étant fonction du champ électrique appliqué aux électrodes.

Le cristal constituant la cellule Pockels est un milieu anisotrope biaxe et par conséquent tout se passe comme si l'onde lumineuse se propage à la vitesse c_0/n_e (n_e étant l'indice optique pour l'onde extraordinaire) selon l'axe rapide/extra-ordinaire et c_0/n_o (n_o : ordinaire) selon l'axe lent/ordinaire du cristal.

Cependant, le cristal est taillé de tel sorte que l'axe extra-ordinaire soit dans la direction de propagation de la lumière (Oz). Ainsi, en l'absence de champ électrique, l'indice optique selon la direction z vaut $n_z = n_e = 2.2$ alors que l'indice optique selon l'axe x et y est le même $n_x = n_y = n_o = 2.285$.

Le champ électrique est ici appliqué selon *un seul* axe optique du cristal (en l'occurrence l'axe Y, l'axe Z étant celui de propagation de la lumière). Cela simplifie grandement les expressions. La variation d'indice $\Delta n(E)$ entre l'indice optique selon l'axe x et l'axe y en fonction du champ électrique peut alors s'écrire :

$$\Delta n(E) = n_x - n_y = -n_o^3 r_{22} E$$

où n_o est l'indice ordinaire du cristal et r_{22} l'un²⁸ des 18 coefficients décrivant l'effet Pockels au sein du cristal. Si bien que les indices

25. Il fait intervenir trois champ électrique, dans le cas de l'effet electro-optique, les deux premiers champs électriques sont statique est appliqué grâce aux électrodes aux bornes du matériau et le troisième champ électrique et celui de la lumière. L'effet Kerr peut aussi se produire uniquement avec le champ électrique de l'onde lumineuse avec une dépendance en E_{lum}^3

26. Les électrodes peuvent être disposées de façon longitudinal (i.e. dans le sens de propagation de la lumière) ou transverse.

27. On peut aussi utiliser deux cristaux de tel sorte à avoir une lame lambda sur 2 dont la direction peut être changée avec le champ électrique.

28. A nouveau, on ne conserve qu'un seul des 18 coefficients car la cellule utilise une géométrie très simple

optiques suivant les différents axes peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} n_x &= n_0 + \frac{1}{2}n_0^3r_{22}E \\ n_y &= n_0 - \frac{1}{2}n_0^3r_{22}E \\ n_z &= n_e \end{aligned}$$

Le cristal devient donc bi-axe.

Le déphasage supplémentaire²⁹ induit par le champ vaut alors :

$$\Gamma(E) = \frac{2\pi}{\lambda}L\Delta n(E) = -\frac{2\pi}{\lambda}Ln_0^3r_{22}E$$

où L est la longueur du cristal dans la direction de propagation du faisceau.

Expérimentalement, on ne contrôle pas directement le champ électrique appliqué sur le cristal mais la tension V entre deux électrodes apposées sur le cristal. Néanmoins, le champ étant uniforme dans le cristal le lien entre tension et champ électrique est direct : $E = -V/d$ où d est la distance entre les deux électrodes ici égale à 3 mm

L'évolution linéaire du retard de phase en fonction de la tension V appliquée entre les deux électrodes est donnée sur la figure 4.7 et il vaut :

$$\Gamma(V) = \frac{2\pi}{\lambda} \frac{L}{d} n_0^3 r_{22} V \tag{4.7}$$

Il est alors courant d'introduire la tension V_π pour laquelle le déphasage vaut π . On peut alors réécrire³⁰ le retard de phase $\Gamma(V)$:

$$\Gamma(V) = \pi \frac{V}{V_\pi} \tag{4.8}$$

Au final, le champ électrique en sortie de la cellule Pockels peut donc s'écrire :

$$\mathbf{E}(z, t) = \begin{pmatrix} E_x \\ E_y e^{\pm i\Gamma(V)} \end{pmatrix} \exp(i(\omega t - kz)) \tag{4.9}$$

où x et y sont dirigés selon les lignes neutre de la cellule Pockels.

4.2.3 Mise en œuvre expérimental d'une cellule Pockels

Nous allons, lors de ce TP, utiliser la cellule de Pockels au sein d'un dispositif relativement simple³¹. Nous allons insérer la cellule Pockels entre deux polariseurs croisés. Nous allons ainsi moduler l'intensité lumineuse via le champ électrique appliqué à la cellule.

Montage expérimentale Le montage est schématisé sur la figure 4.8. Un premier polariseur projette en part égale le champ électrique sur le deux lignes neutres de la cellule de Pockels. La cellule Pockels déphase les deux composantes d'une quantité $e^{i\Gamma(V)}$ qui est fonction de la tension à ses bornes. Un deuxième polariseur, croisé avec le

29. Si le laser est parfaitement aligné alors le champ électrique est exactement contenu dans le plan x, y et, en l'absence de champ électrique, voit l'indice optique n_o . Néanmoins, l'alignement est délicat si bien que le champ électrique peut avoir une petite composante résiduelle selon l'axe z et donc voir aussi en partie l'indice optique n_e . Cette biréfringence parasite fait que, même sans champ électrique le cristal est un tout petit peu biréfringent et déphase donc l'une des composantes du champ électrique par rapport à l'autre.

Item #	EO-PC-550	EO-PC-850	EO-PC-1064
Wavelength Range	425 - 700 nm	700 - 1000 nm	1064 nm
Design Wavelength	532 nm	785 nm	1064 nm
Aperture		Ø9.5 mm	
Clear Aperture		Ø9.0 mm	
Transmission		>99%	
Half-Wave Voltage	3.3 kV @ 532 nm	5 kV @ 800 nm	6.6 kV @ 1064 nm ³¹
Extinction Ratio ³¹	>250:1	>550:1	>1000:1
Capacitance		8 pF	

FIGURE 4.6: Fiche technique de cellule Pockels vendue chez Thorlabs. Noter la présence de "Half-Wave Voltage" c'est à dire V_π

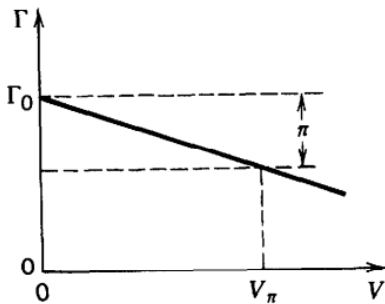


FIGURE 4.7: Évolution du retard de phase Γ en fonction de la tension V appliquée entre les deux faces du cristal electro-optique

30. Avec :

$$V_\pi = \frac{\lambda d}{Ln_0^3 r_{22}}$$

31. Il existe des montages plus sensible mais plus complexe comme par exemple l'insertion de la cellule Pockels dans un interféromètre de Mach-Zender

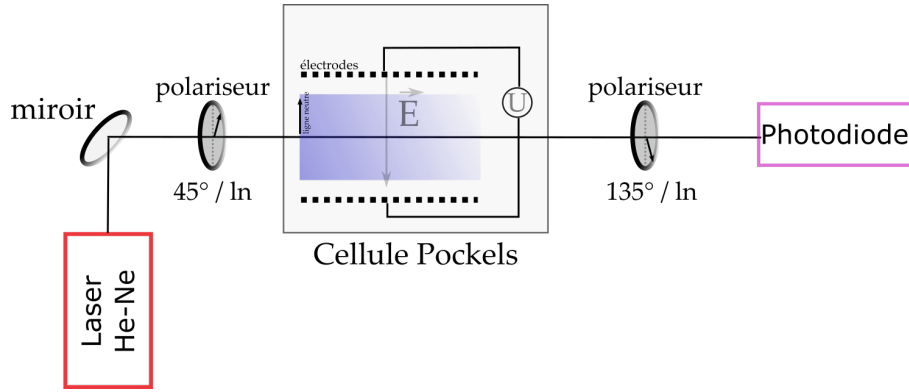


FIGURE 4.8: Montage de mise en oeuvre de la cellule de Pockels. NB : si le laser est polarisé, il n'est pas nécessaire de mettre le premier polariseur. Il faut néanmoins que la polarisation du laser arrive à 45° des lignes neutres de la lame.

Le montage est étudié expérimentalement dans la section 4.3.3.

Calcul de l'intensité en sortie du montage La polarisation après avoir traversé le premier polariseur à 45° des lignes neutres de la lame est³² :

$$\mathbf{E}_{\text{entrée}} = E_0 \begin{pmatrix} \cos 45^\circ \\ \sin 45^\circ \end{pmatrix} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

32. On omet le terme de propagation en $\exp(i(\omega t - kz))$

La matrice M_φ de Jones de la cellule de Pockels qui agit comme une lame biréfringente est :

$$M_\varphi = \begin{pmatrix} e^{i\varphi} & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

si bien que la polarisation en sortie est :

$$\mathbf{E}_{\text{sortie lame}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\varphi} \\ 1 \end{pmatrix}$$

Le deuxième polariseur reprojete le vecteur champ électrique sur la direction $\mathbf{u}_{2\text{eme pol}}$ de ce polariseur :

$$\mathbf{E}_{2\text{eme pol}} = (\mathbf{E}_{\text{sortie lame}} \cdot \mathbf{u}_{2\text{eme pol}}) \mathbf{u}_{2\text{eme pol}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} e^{i\varphi} \\ 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos 135^\circ \\ \sin 135^\circ \end{pmatrix} \mathbf{u}_{2\text{eme pol}}$$

soit :

$$\mathbf{E}_{2\text{eme pol}} = \frac{E_0}{\sqrt{2}} \left(-\frac{\sqrt{2}}{2} e^{i\varphi} + \frac{\sqrt{2}}{2} \right) \begin{pmatrix} -\sqrt{2}/2 \\ \sqrt{2}/2 \end{pmatrix} = \frac{E_0}{2\sqrt{2}} (1 - e^{i\varphi}) \begin{pmatrix} -1 \\ 1 \end{pmatrix}$$

L'intensité lumineuse I est alors proportionnelle à $I \propto |E|^2$, ce qui donne :

$$I \propto |(1 - e^{i\varphi})|^2 = |e^{i\varphi/2}(e^{-i\varphi/2} - e^{i\varphi/2})|^2 = |-2ie^{i\varphi/2}(\sin(\varphi/2))|^2 \propto \sin^2(\varphi/2)$$

L'intensité lumineuse $I(V)$ varie donc comme le sinus carré du déphasage créé par l'electro-optique :

$$I(V) \propto \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \tag{4.10}$$

Ajout d'une lame quart d'onde En plaçant une lame quart d'onde de telle sorte que une de ces lignes neutres corresponde à la polarisation du laser incident et l'autre ligne neutre à la direction de l'analyseur, on ajoute un déphasage supplémentaire de $\pi/2$ si bien que l'intensité détectée par la photodiode peut s'écrire :

$$I(V)_{\text{quart onde}} \propto \cos^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (4.11)$$

4.3 Étude d'une cellule Pockels

4.3.1 Données constructeur

Les données relatives à la cellule de Pockels utilisée dans ce TP sont regroupées dans le tableau 4.1.

TABLE 4.1: Données constructeur sur la cellule de Pockels

Cristal	LiNbO ₃
Dimensions Configuration	X=Y=3 mm ; Z=40 mm transversale
Indice de refractions (à $\lambda = 632.8$ nm)	$n_0 = 2.285$; $n_e = 2.2$
Coefficient electro-optique (basse fréquence)	≈ 6.4 pm V ⁻¹
$V_\pi(\lambda = 632.8$ nm)	≈ 310 V

4.3.2 Étude en l'absence de champ électrique - détermination des lignes neutres

Travail expérimental

- Envoyer un laser rouge ($\lambda \approx 633$ nm) polarisé verticalement sur la cellule Pockels en l'absence de champ électrique.
L'alignement du laser est ici critique, il doit
 1. traverser la cellule Pockels en tapant au centre de la face d'entrée du cristal.
 2. arriver avec une incidence *normale* à la face d'entrée du cristal.
 Le montage est a priori déjà pré-réglé, vous avez deux miroirs pour parfaire l'alignement. Comme pour la cavité laser, le miroir le plus loin de la cellule Pockels permet de régler le point d'impact et le miroir le plus près l'angle d'incidence. Il faut alors régler la position et l'angle en plusieurs itérations.
- On connaît déjà par construction les positions des lignes neutres du cristal, il s'agit de l'axe parallèle à la table optique et l'axe perpendiculaire. Placer en entrée du cristal un polariseur faisant un angle de 45° avec les lignes neutres du cristal. Placé ensuite en sortie un polariseur croisé avec le premier (avec donc un angle de l'ordre de 135°) aussi appelé analyseur.
En l'absence de champ électrique, le cristal ne devrait pas avoir d'effet sur la polarisation du faisceau et, comme les deux polariseurs sont croisés, quasiment aucune lumière ne devrait sortir de

l'analyseur. Cependant, le faisceau n'est que très rarement parfaitement perpendiculaire à l'axe du cristal et une légère partie du champ électrique a une composante non nulle selon l'axe z du cristal (d'indice optique n_e). Au total, une fois le cristal inséré entre les deux polariseurs croisés, une partie de la lumière réapparaît en sortie de l'analyseur.

- Placer une photodiode après l'analyseur pour caractériser la polarisation en sortie :
 - Quel est le type de polarisation ?
 - Quel est le taux d'ellipticité ?
 - Mesurer l'intensité pour une dizaine d'angle entre 0° et 90° de l'analyseur. On prendra aussi en particulier un point où l'analyseur est croisé avec le polariseur d'entrée (135°).

Attention, la photodiode utilisée en TP sature vers 15 V. Vous pouvez diminuer la puissance laser en utilisant en amont du montage un premier polariseur³³.

33. Ce dernier n'a pas d'incidence sur la suite du montage puisque le champ électrique est ensuite repolarisé selon la direction du premier polariseur

Travail pour le compte-rendu

- Présenter sur un graphe polaire l'état de polarisation en sortie de cellule Pockels en l'absence de champ électrique et donner le taux d'ellipticité (+ incertitudes).

4.3.3 *Tracé de la fonction caractéristique*

Nous allons maintenant utiliser la cellule de Pockels au sein d'un dispositif décrit dans la partie 4.2.3

Travail expérimental

- Réaliser le montage de la figure 4.8
- Mesurer avec la photodiode l'intensité lumineuse en sortie du dispositif en fonction de la tension continue aux bornes de la cellule de Pockels.

Vous mesurerez une trentaine de point pour des tensions comprises entre 0 et 400 V **NB IMPORTANT** : Ne pas dépasser 400 V et bien sûr faites attention à la haute tension³⁴...

- Tracer, durant le TP, la courbe $I(V)$ reliant l'intensité I mesurée à la photodiode et la tension V appliqué à la cellule de Pockels.
- A partir des mesures précédentes, trouver la tension pour laquelle l'intensité lumineuse est la moitié de l'intensité lumineuse maximale, il s'agit³⁵ la tension demi-onde V_π (voir figure 4.7).

Une fois à cette tension, étudier la polarisation en sortie de la cellule en Pockels. Vérifier que la polarisation est linéaire³⁶ (comme il se doit pour une lame demi-onde) et mesurer l'angle de rotation de la polarisation incidente.

34. L'alimentation est normalement limitée en courant. Compte-tenu de la résistance d'un corps humain, une force électromotrice de 400 V peut engendrer un courant léthal ($\gtrsim 70$ mA, mais comme l'alimentation est limitée en courant cela ne devrait pas arriver (noter l'usage du conditionnel...))

35. En effet, puisque l'intensité est donnée par :

$$I(V) \propto \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi V}{2 V_\pi} \right)$$

pour $V = V_\pi$, $I(V) \propto \sin^2 (\Gamma_0/2 - \pi/2)$

36. A nouveau, un défaut d'alignement fait que une partie du champ électrique est selon l'axe z et voit donc l'indice optique n_e .

Travail pour le compte-rendu

- Tracer la fonction caractéristique $I(V)$ du dispositif de modulation. Ajuster cette courbe par l'expression de la courbe attendue :

$$I(V) = \sin^2 \left(\frac{\Gamma_0}{2} - \frac{\pi}{2} \frac{V}{V_\pi} \right) \quad (4.12)$$

Afin d'obtenir une estimation du déphasage Γ_0 en l'absence de champ électrique ainsi que de la tension demi onde V_π .

- A partir de la tension demi-onde V_π , donner le coefficient electro-optique r_{22} et comparer le aux données constructeurs (voir table 4.1)
- Présenter sur un graphe polaire l'état de polarisation en sortie de la cellule Pockels lorsque l'on applique la tension demi-onde V_π à ces bornes.

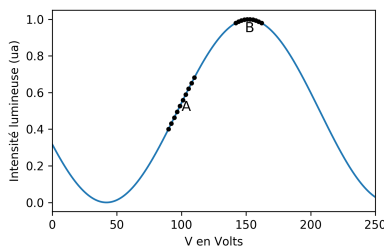


FIGURE 4.9: Exemple de courbe de transfert d'une cellule electro-optique. On peut choisir le moduler le signal autour de la zone A ou de la zone B

4.3.4 Modulation du signal

Nous cherchons maintenant à transporter un signal dont l'information est codée dans l'état de polarisation de la lumière. Nous allons pour cela utilisé la cellule Pockels.

Le signal modulant va avoir une amplitude de l'ordre de quelque volts. La réponse du dispositif en terme de fidélité du transport de l'information dépend fortement du point de fonctionnement que l'on choisit pour le dispositif.

Plus précisément, regardons la figure 4.9 qui montre une fonction de transfert typique du dispositif. Considérons les deux points de fonctionnement en A et B. Autour de la position A, qui va être explorée par le signal modulant, le lien entre l'intensité lumineuse et la tension est linéaire : le signal transportée par la polarisation lumineuse va correctement reproduire le signal modulant. Par contre, pour la position B, la courbe $I(V)$ autour de B n'est pas du tout linéaire et va introduire lors du transport de l'information de la distorsion qui va se manifester par l'apparition de nouvelles harmoniques dans le signal.

*Modulation par un signal sinusoïdal**Travail expérimental*

- On utilise comme signal modulant une sinusoïde de fréquence 200 Hz. Ce signal est envoyé vers un amplificateur de puissance avant d'être branché sur l'entrée modulation de la cellule Pockels.
- En reprenant le montage optique précédent où la cellule de Pockels et insérer entre deux polariseurs croisés, mesurer le signal reçue par une photodiode placée à la fin du dispositif dont la sortie est branchée sur un oscilloscope pour deux cas :

- Le point de fonctionnement est dans une zone similaire à celle du point *A* sur la figure 4.9, c'est à dire dans une zone où la fonction de transfert est linéaire
- Le point de fonctionnement est dans une zone similaire à celle du point *B* sur la figure 4.9, c'est à dire dans une zone où la fonction de transfert n'est pas du tout linéaire
- Dans les deux cas on étudiera la forme temporelle du signal ainsi que son spectre (obtenu via FFT) et plus particulièrement la présence de non-linéarités manifestées par l'apparition d'harmoniques dans le spectre.

Travail pour le compte-rendu

Modulation par un signal musical

Travail expérimental

- Remplacer le signal précédent par un signal musical.
 - Observer le signal capté par la photodiode sur l'oscilloscope.
 - Facultatif³⁷ : Supprimer la composante continue par un filtre passe-haut de type RC.
 - Brancher le signal filtré aux bornes d'un haut-parleur munie d'un amplificateur intégré.
 - Vérifier qu'en coupant le signal lumineux, on perd le transport de l'information.
 - Juger de la qualité du signal selon que l'on se trouve sur un point de fonctionnement de type *A* ou de type *B*.
37. Garder la composante continue n'est pas bon pour les hauts-parleurs car cela les décale de leur position de repos. Mais bon, les haut-parleurs de TP ont en vu d'autre...

5 Microscopie

La première partie du TP s'effectue sur banc optique afin de bien fixer les idées quand au fonctionnement d'un microscope.

La deuxième partie utilise un bâti de microscope très ouvert qui permet de facilement placer des optiques.

Dans cette première partie nous allons :

- Voir que l'agencement des lentilles dans un microscope "moderne" est différent de celui que vous avez peut-être appris durant vos cours d'optique géométrique.
- Introduire expérimentalement le concept de *fréquences spatiales* en partant de l'objet le plus simple : le réseau.
- Vérifier que le spectre de l'objet étudié se forme dans le plan de Fourier du microscope c'est à dire dans le plan focale image de l'objectif.
- Analyser et filtrer le spectre d'image mais dans le domaine numérique.
- Étudier la façon d'éclairer un échantillon en partant de l'éclairage le plus simple, à savoir l'éclairage critique, pour aboutir à un éclairage plus sophistiqué : l'éclairage de Kohler.
- Effectuer un filtrage spectral dans le plan de Fourier pour faire par exemple un éclairage dit "en champ noir".

5.1 Le microscope comme l'agencement de deux lentilles

Cette partie du TP s'effectue avec des sources de lumière de TP et des lentilles montée sur un support optique (voir fig ??).

D'autre part, pensez à prendre des photos des montages et surtout des images obtenues afin d'illustrer votre compte-rendu.

5.1.1 L'objectif

L'objectif est un agencement précis et savant de dioptries qui, au final, se comporte quasiment comme une lentille simple qui n'aurait presque plus d'aberrations.

L'objectif à souvent une focale assez courte pour être au plus près de l'échantillon et ainsi collecter le maximum de lumière émis par ce

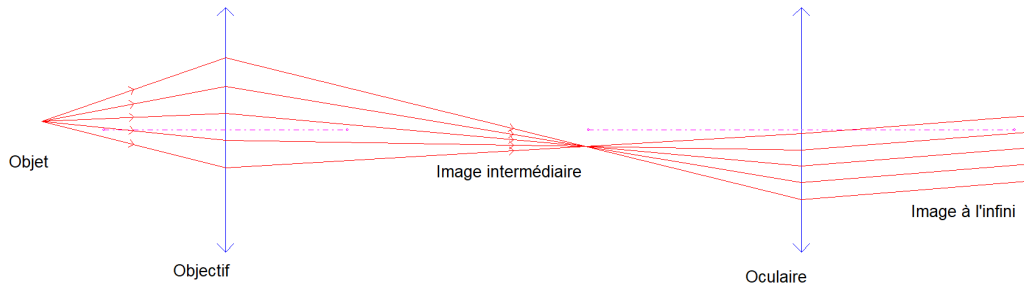


FIGURE 5.1: Schéma optique d'un microscope ancien non conjugué à l'infini.

dernier. Comme nous allons le voir (cf section 5.2.4), plus l'objectif peut collecter la lumière émise par l'échantillon sous de grand angle et plus la *résolution* de l'image est importante.

Nous prendrons ici, par soucis de simplicité, une simple lentille de focale relativement grande de 5 cm.

L'échantillon sera une diapositive ou une lame de microscope éclairée par une lampe LED sans apporter pour l'instant trop d'attention aux conditions d'éclairage.

Dans les anciennes configurations optique d'un microscope, l'objectif forme image intermédiaire de l'échantillon (voir figure 5.1).

Dans les microscopes "modernes", c'est à dire depuis les années 1990, l'objectif forme une image à *l'infini*¹ de l'échantillon (voir figure ??).

1. Le faisceau est ainsi parallèle entre l'objectif et la lentille tube, il est ainsi possible de placer des optiques (filtres, réseau ...) sans créer d'

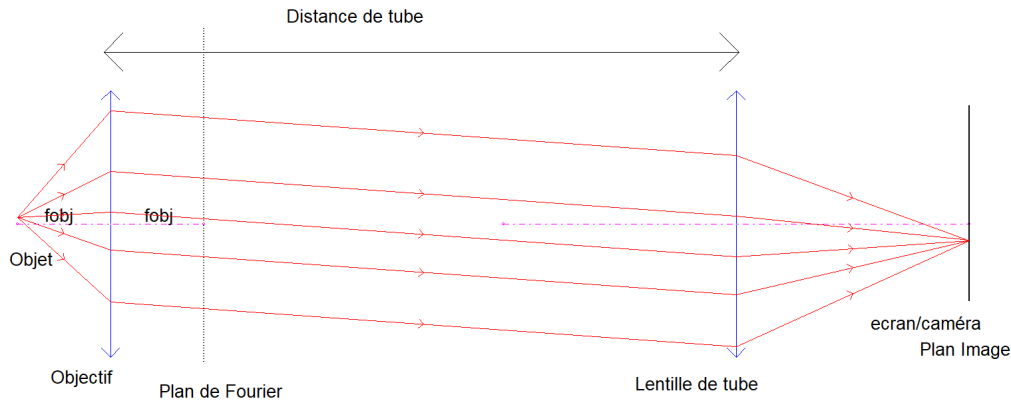


FIGURE 5.2: Schéma optique d'un microscope avec un objectif corrigé pour formée une image à l'infini.

Travail expérimental

- Éclairer la diapositive avec la lampe LED.
- Placer l'objectif de telle sorte que l'échantillon soit proche du plan focal de l'objectif.
- En théorie, l'image se forme à l'infini, en pratique l'infini n'est pas si loin que ça. On atteint l'infini dès que l'image se forme à quelque chose comme 10 fois la distance focale de la lentille. Ajuster alors finement la position de la lentille jouant le rôle d'objectif pour former l'image de l'échantillon le plus loin possible,

par exemple sur un mur au fond de la salle.

5.1.2 La lentille de tube

La lentille de tube est placée après l'objectif et forme une image² sur une caméra (ou ici un écran) à partir du faisceau parallèle créé par l'objectif.

Les faisceaux arrivant parallèles sur la lentille de tube l'image se forme au plan focal image de la lentille de tube.

La distance focale de la lentille de tube est toujours bien plus grande que celle de l'objectif mais sa valeur exacte change d'un constructeur à un autre allant de 16 cm à 20 cm. On prendra ici une distance focale entre 30 cm et 50 cm (pour être bien plus grande que la focale de l'objectif).

Le grandissement³ de l'ensemble est donné⁴ par :

$$G = \frac{f_{\text{tube}}}{f_{\text{objectif}}} \quad (5.1)$$

Travail expérimental

- Placer la lentille de tube après l'objectif.
- Vérifier que l'image agrandie de l'échantillon se forme dans le plan focal image de la lentille de tube.
- Faire une mesure, même imprécise, du grandissement (+ incertitude).
- Vérifier en changeant la distance entre l'objectif et l'ensemble lentille de tube/écran que cela ne change pas le grandissement du microscope⁵. La distance entre l'objectif et la lentille de tube est appelée *distance de tube*.
- Changer la lentille de tube pour une lentille de plus courte focale, disons environ 10 cm. Vérifier que cela a pour effet de diminuer le grandissement de l'image. Vérifier expérimentalement que le grandissement (qui est aussi égale ici au grossissement) vaut :

$$G = \frac{f_{\text{tube}}}{f_{\text{objectif}}}$$

- Revenir à $f_{\text{tube}} = 50$ cm, placer la lentille de tube démesurément loin de l'objectif, vérifier que l'image conserve à peu près le même grandissement, par contre les bords de l'image commencent à apparaître un peu plus flou.

Travail pour le compte-rendu

- Comparer les valeurs théoriques et expérimentales des grandissements.
- Pourquoi lorsque la lentille de tube est très loin de l'objectif les bords de l'image sont flous ?

2. Les anciens microscopes, via leur oculaire, forment en sortie de microscope un faisceau parallèle de tel sorte qu'un oeil non accommodant en forme l'image sur la rétine.

3. Et aussi le grossissement, c'est à dire l'augmentation de l'angle apparent sous lequel on voit l'objet.

4. On peut par exemple le retrouver rapidement avec des considérations géométriques

5. Cela change par contre le champ c'est à dire la taille zone observée sur l'échantillon. Une étude plus attentive montrerait aussi que augmenter la distance de tube augmente les aberrations en bord de champ.

5.2 Plan de Fourier du microscope

5.2.1 Bref retour sur les fréquences spatiales d'un objet

De même que de la musique (ou tout signal temporel) possède un spectre (avec une partie dite dans le langage courant grave et une partie dite aigue), une image possède elle aussi un spectre. La notion semble cependant plus abstraite car on le manipule pas au quotidien. D'autre part, le spectre d'une image est une quantité qui utilise deux dimensions alors que le spectre audio n'a qu'une dimension.

Dit simplement, une image à une fréquence spatiale élevée lorsqu'une zone de l'image passe brusquement, c'est à dire sur une distance très courte, de noir à blanc (ou de blanc à noir). A contrario, les zones où l'intensité de l'image est constante correspondent à des basses fréquences. Ainsi, par exemple, le spectre en fréquence de cette feuille de papier possède des hautes fréquences liées aux lettres en noir qui se détachent nettement⁶ du fond blanc et des basses fréquences liées à ce même fond blanc qui est uniforme (voir fig ??).

Nous allons voir dans cette section, et sans rentrer dans les détails mathématiques, comment voir et interpréter le spectre spatial d'objets possédant des structures géométriques très régulières. Nous allons pour cela mettre à profit la diffraction de la lumière par ces objets qui, sous certaines conditions particulières dite de Fraunhofer⁷, révèlent le spectre spatial de ces objets.

Nous allons plus particulièrement étudier le spectre spatial d'un réseau. Un réseau est une succession très précises d'un motif, très souvent une bosse suivie d'un creux.

De même qu'une sinusoïde (ou son pur) qui est émise par exemple par un diapason ne contient qu'une seule fréquence. Un réseau purement sinusoïdale ne contient quasiment⁸ qu'une seule fréquence spatiale qui est la distance entre deux bosses. Cette fréquence spatiale peut être mise en évidence par la figure de diffraction de Fraunhofer de cet objet.

Travail expérimental

- Envoyer un faisceau laser sur un réseau en transmission de 100 trait/mm. Placer un écran après le réseau et voir que plusieurs faisceaux apparaissent en sortie du réseau.
- L'ensemble de ces points forment le spectre du réseau qui est très simple. Si le réseau était purement sinusoïdale il n'y aurait qu'un point car il n'y aurait qu'une seule fréquence spatiale selon une seule direction. Il y a ici cependant plusieurs points, appelée ordre de diffraction.
- La distance entre deux motifs du réseau, c'est à dire la période spatiale est l'inverse de la fréquence spatiale. Elle peut être obtenue en mesurant la distance entre deux points en sortie du réseau.

6. Plus un texte est flou est plus la fréquence spatiale associée est basse.

7. C'est à dire la diffraction "loin" de l'objet diffractant ($D > 2a^2/\lambda$) ou alors la diffraction observée dans le plan focale image d'un système imageur. Si ces conditions ne sont pas réunies, on a alors comme figure de diffraction celle de Fresnel, voire celle de Kirchoff lorsque l'on est très près ($D < 0.62\sqrt{a^3/\lambda}$) de l'objet diffractant

8. A vrai dire, les réseaux utilisés en TP ne sont pas sinusoïdaux mais sont plutôt constitués d'une succession de fente. Cette structure en carré conduit à l'apparition d'harmonique (cf développement en série de Fourier).

La fréquence spatiale f_s vaut⁹ :

$$f_s = \frac{1}{\lambda \sin\left(\arctan\left(\frac{x}{D}\right)\right)}$$

où

- λ est la longueur d'onde
- x la distance entre le faisceau non dévié au centre (l'ordre 0) et le premier point à sa gauche ou à sa droite (appelés respectivement ordre -1 et 1, la deuxième tache étant l'ordre 2, etc)
- D la distance entre le réseau et l'écran où est fait la mesure.
- Faire les mesure (+incertitudes) et en déduire la fréquence spatiale du réseau. Vérifier qu'elle est à peu près égale à 100 traits/mm c'est à dire en fréquence $1 \times 10^7 \text{ m}^{-1}$ ou plutôt $10 \mu\text{m}^{-1}$.

Travail pour le compte-rendu

- Présenter les résultats de la mesure de fréquence spatiale.

5.2.2 Observer les fréquences spatiales d'un échantillon du microscope

Le spectre spatial de l'échantillon placé sur le microscope se trouve¹⁰ dans le plan focal image de l'objectif.

Travail expérimental

- Remplacer l'échantillon utilisé précédemment par la diapositive d'un réseau (c'est à dire un ensemble de trait).
- Éclairer l'échantillon avec laser c'est dire ici un faisceau de lumière quasi-monochromatique, collimaté et perpendiculaire au plan du réseau¹¹.
- Placer un écran dans le plan focal image de l'objectif. On doit observer un spectre similaire à celui observe dans la partie précédente.

5.2.3 La lentille de Bertrand

Plutôt que placer un écran dans le plan focal image de l'objectif, c'est à dire le plan des fréquences spatiales ou plan de Fourier, on peut placer une lentille quelque-part dans la distance de tube de telle sorte à former l'image du plan focal de l'objectif sur l'écran après la lentille de tube (là où se forme donc l'image en temps normal).

Travail expérimental

- Choisir et placer convenablement un telle lentille (cf éventuellement la figure ??).

9. Il s'agit là en fait de la formule des réseaux en incidence normale :

$$\sin(\theta) = n \frac{\lambda}{a}$$

où θ est l'angle de deflexion par rapport à l'ordre 0, n est le numéro du mode, λ la longueur d'onde de la lumière diffractée, et a le pas du réseau. La fréquence spatiale est définie par $f_s = 1/a$ pour l'ordre $n = 1$

10. L'intégrale de Fresnel, qui décrit dans le cas général le phénomène de diffraction, se simplifie en intégrale de Fraunhofer, c'est à dire une transformée de Fourier, pour deux cas :

- Lorsque l'image se forme à l'infini
- Dans le plan focal d'une lentille.

11. Ce faisceau va converger au centre du plan de Fourier

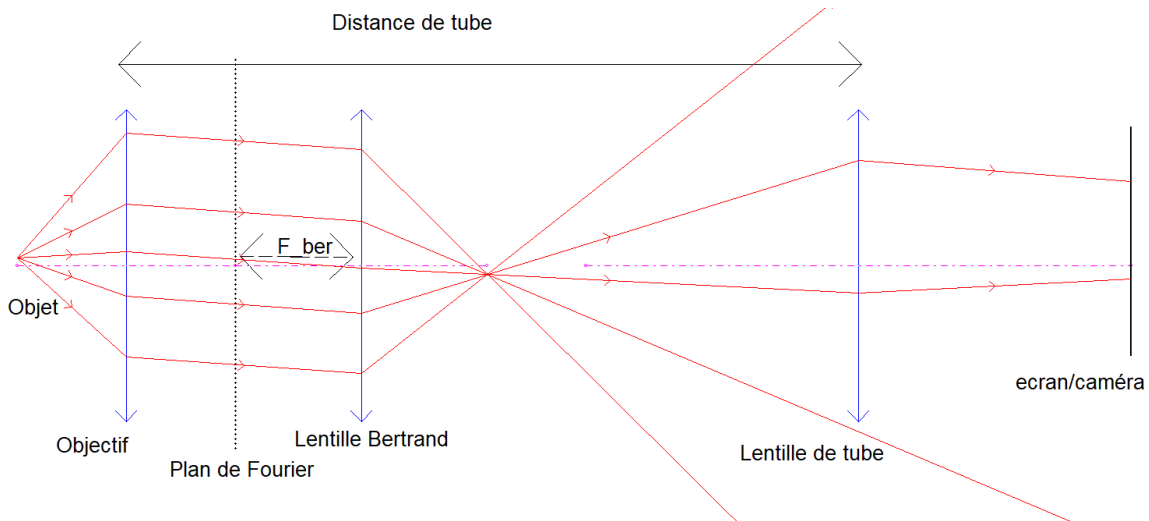


FIGURE 5.3: Schéma optique d'un microscope avec une lentille de bertrand placé entre l'objectif et la lentille de tube pour former l'image du plan de Fourier, et non celle de l'échantillon, dans le plan image du microscope.

On appelle traditionnellement "*lentille de Bertrand*" une lentille qui une fois insérée dans le microscope permet de visualiser les fréquences de l'image là où visualise l'image agrandie de l'échantillon sans cette lentille.

- Étudier qualitativement le spectre d'autre diapositive que le réseau. Prendre des photos.

Travail pour le compte-rendu

- Modifier la simulation optGéo précédente pour expliquer le fonctionnement de la lentille de Bertrand.

5.2.4 Ouverture numérique de l'objectif

L'ouverture numérique d'un l'objectif est l'angle maximale du faisceau que ce dernier, ou en l'occurrence la lentille utilisée dans cette partie de TP, peut collecter. Plus exactement on définit l'ouverture numérique NA (Numerical Aperture en anglais) par ¹² :

$$NA = \sin \theta_{\max} \tag{5.2}$$

où θ_{\max} est le demi angle maximum que peut collecter l'objectif (voir fig ??).

De façon peut-être contre-intuitive, l'ouverture numérique d'un objectif de microscope est une caractéristique bien plus importante que son "grossissement" ¹³. En effet, comme nous allons le voir par la suite, c'est l'ouverture numérique et non le grandissement qui fixe ¹⁴ la résolution ¹⁵

Travail expérimental

- Placer comme objet à observer un diffuseur ¹⁶ (un bout de papier calque par exemple).

12. Une définition plus exacte fait intervenir un éventuel milieu d'immersion d'indice optique n pour l'objectif, l'ouverture numérique est alors $NA = n \sin \theta_{\max}$
13. Plus exactement sa distance focale qui fixe, via la lentille de tube, le grossissement.
14. Dans le cadre de la microscopie conventionnelle. Il existe des techniques comme la ptychographie qui permette d'augmenter grandement la résolution d'un objectif
15. qui est égale à la limite de diffraction à : $\frac{1.22\lambda}{NA}$

16. On utilise ici un calque pour que l'objet ait de nombreuses fréquences spatiales qui couvre presque tout l'espace de Fourier. L'équivalent sonore serait du bruit blanc.

- Placer/visser un cache sur l'objectif qui réduit artificiellement son ouverture numérique.
- Visualiser, via la lentille de Bertrand, que la présence du cache diminue la taille de la zone éclairée dans l'espace de Fourier.
- Placer une diapositive comme objet du microscope et placer sur l'objectif le cache qui limite le plus son ouverture numérique. Vérifier que la présence du cache diminue la luminosité de l'image formée¹⁷ par le microscope mais aussi sa résolution c'est à dire, en première approximation et façon un peu impropre, la "qualité des détails" de l'image.
- Vérifier que plus le cache est grand (et donc l'ouverture numérique de l'objectif faible) et plus la tolérance sur le placement de l'écran dans le plan image du microscope est grande.
- Ôter le cache sur l'objectif et placer un diaphragme dans le plan de Fourier du microscope. Vérifier que l'on obtient les mêmes phénomènes que précédemment en fermant le diaphragme.

17. Sans lentille de Bertrand

Travail pour le compte-rendu

- Interpréter ces observations en terme de fréquences spatiales. On rappelle (cf l'expérience avec le réseau) que les basse fréquences se trouve au centre de la zone de Fourier et que les hautes fréquences, qui sont responsables des détails de l'image, se trouve en périphérie.

5.3 Quelques expériences simples autour du filtrage numérique d'image

L'opération mathématique qui permet d'obtenir le spectre (à deux dimensions d'une image) s'appelle la FFT pour Fast Fourier Transform. La transformée de Fourier est l'opération mathématique permettant de passer dans l'espace des fréquences.

Nous allons utiliser le logiciel ImageJ que l'on peut obtenir ici : <https://imagej.nih.gov/ij/download.html>

Après avoir ouvert une image sous ImageJ (via *File* → *open* ou par glisser déposer), le spectre de l'image peut être obtenue par *Process* → *FFT* → *FFT*.

5.3.1 Quelques notions sur la FFT d'une image

Tout d'abord, il s'agit d'une image à deux dimensions. Le spectre d'une image est donc aussi une image à deux dimensions.

L'axe X (horizontal) de l'image spectre correspond à l'axe X de l'image, idem pour l'axe Y. Les basses fréquences de l'image sont au centre, les hautes fréquences en périphérie. Les fréquence sont symétriques de part et d'autre du point central de l'image (voir figure 5.4).

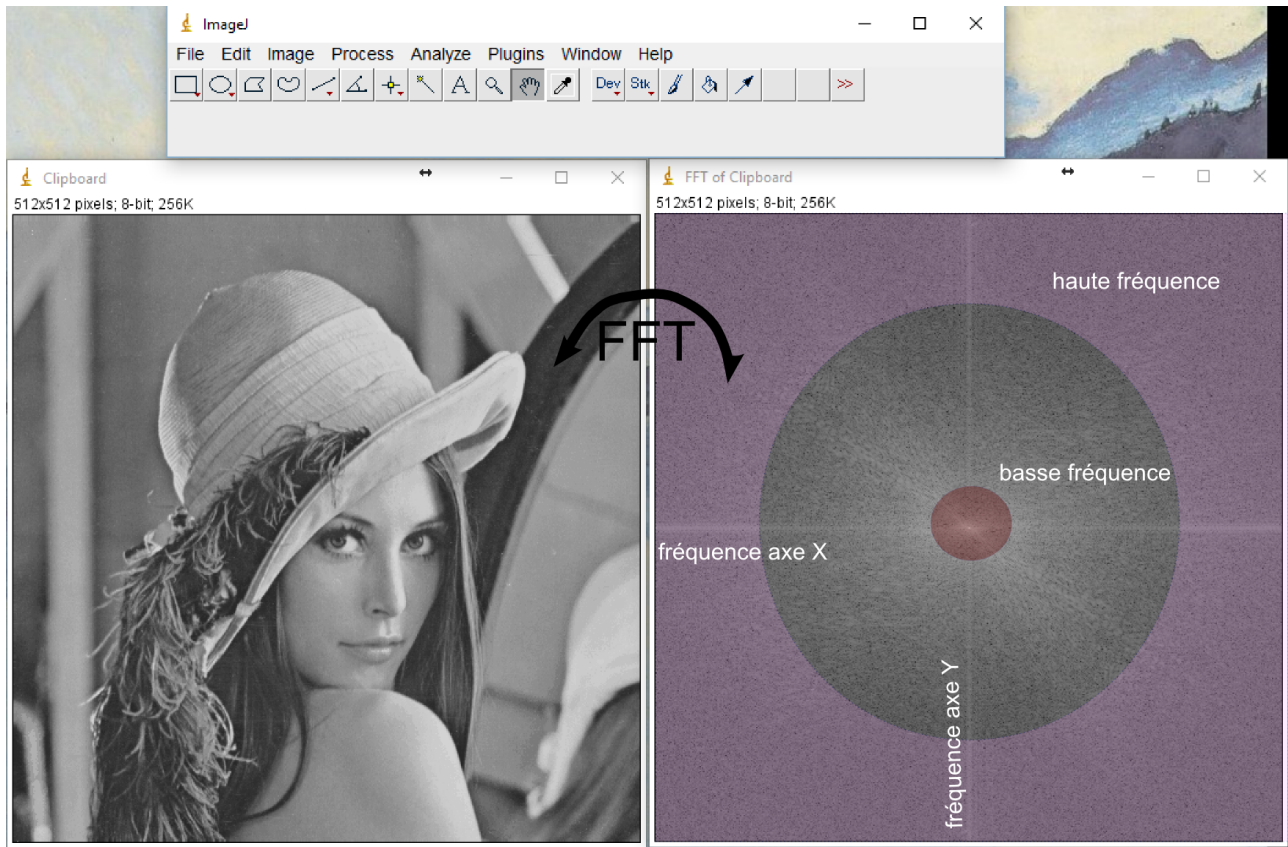


FIGURE 5.4: Transformée de Fourier d'une image

5.3.2 Spectre d'image simples

5.3.3 Fente

- Une fente blanche sur un fond noir (fente.png). On retrouve la figure de diffraction par une fente.

NB : Pour voir apparaître la figure caractéristique, il faut ajuster le contraste de l'image (*Image* → *Adjust* → *Brightness/Contrast* et jouer sur les valeurs min et max).

On voit que le spectre ne contient des fréquences non nulles que selon l'axe X. En effet selon l'axe Y, il n'y a pas de variation de l'intensité. A contrario, la variation brusque d'intensité lors du passage noir vers blanc sur les bords de la fente crée des fréquences spatiales selon l'axe X.

- Une fente orientée selon l'autre sens (i.e. horizontal), on voit alors que le spectre de fréquence est non nulle dans la direction Y.

5.3.4 Cercle

Un cercle blanc sur fond noir (fichier Circle.png). On retrouve une tache d'Airy.

5.3.5 Point

Un point/pixel blanc sur un fond noir (Point.png). On trouve par FFT une image uniforme.

5.3.6 Réseau sinusoïdal

Un réseau sinusoïdale (Sin4.png)

NB : penser à ajuster le contraste.

5.3.7 Figure de diffraction d'un réseau

Il s'agit ici d'un réseau dont les fentes sont rectangulaires (grating1). Vérifier que la transformée de Fourier ne comporte que des harmoniques impaires.

5.4 Quelques propriétés de la FFT

5.4.1 Réciprocité

Il existe une réciprocité entre l'image et son spectre. Prenons le cas du réseau. Si on prend le spectre d'un réseau on obtient une série de points équi-repartie autour du centre de l'image et si on prend le spectre de ces points on retrouve un réseau.

Le vérifier sur la tache d'Airy (airy.png), le réseau (grating1.png)

5.4.2 Inversion des échelles

Dans l'espace des fréquences les rapports d'échelle sont inversés. Les petits détails de l'image donne naissance à de grande fréquence (sur les bords des images spectrales), alors que le fond de l'image (l'absence de détail) donne naissance au basse fréquence.

Vérifier que plus un des objets vu précédemment est petit plus le contenu en haute et moyenne fréquence est important (Circle 1,2,3 et Sin 8,4,2,1).

5.4.3 Rotation

Une rotation de l'image entraîne une rotation dans l'espace des fréquences. Partir de grating3.png et faire une rotation de l'image de par exemple 45° (Image \rightarrow Transform \rightarrow Rotate). Vérifier que la FFT a elle aussi subie une rotation.

5.5 Filtrage Numérique d'image

En modifiant l'image dans l'espace des fréquences, il est possible d'agir de manière très contrôlée sur l'image. On parle de filtrage fréquentiel tout comme lorsque l'on augmente les graves sur un morceau de musique par exemple.

Ouvrir une image de votre choix sous Image J. Vous pouvez utiliser les fichiers d'exemple (*File* → *openExample*) Si l'image est couleur, la transformer en noir et blanc via *Image* → *Type* → *8bits*. Obtenir son spectre.

5.5.1 Filtre passe bas

Pour filtrer les basses fréquences, on va mettre à 0 (i.e. en noir) les pixels autour du centre.

Utiliser l'outil cercle de la barre de tache et dessiner un cercle autour du point central. Plus le cercle est grand et plus le filtrage sera sévère et enlèvera aussi les fréquences moyennes.

Faire ensuite *Process* → *Math* → *Set* et mettre à 0 pour remplir l'intérieur du cercle à zéro. Faire ensuite la FFT de cette image spectrale pour retourner à l'image initiale mais priver de ces basses fréquences. Qu'observez-vous?

5.5.2 Filtre passe haut

Cette fois-ci on met à zero tout le pourtour de l'image à zero.

Comme précédemment sélectionner l'outil cercle est faire un cercle autour du point centrale. Cette fois le rayon du cercle determine la zone de fréquence que l'on va garder.

Une fois le cercle dessiner faire *Edit* → *Selection* → *makeinverse* Puis comme avant remplir la section de pixel noir (*Process* → *Math* → *Set*) et faire la FFT de l'image spectrale. Qu'obtient-on?

5.5.3 Filtre passe bande

En combinant les deux étapes précédentes réaliser un filtre passe bande pour l'image.

5.6 Eclairage de l'échantillon

Après l'objectif, la deuxième lentille la plus importante d'un microscope est le *condenseur*. Cette lentille (où plutôt assemblage de lentille) a pour rôle d'éclairer au mieux l'échantillon. C'est à dire en particulier un éclairage homogène.

Plus précisément, on peut lister 5 caractéristiques d'un éclairage :

- Son intensité
- Son spectre
- Sa position (quelles parties de l'échantillon sont éclairées)
- Son uniformité
- Son spectre angulaire (à quel point il est convergent par exemple)

Idéalement, il faudrait pouvoir modifier ses 5 paramètres de façon indépendante.

L'intensité et le spectre d'une source de lumière peuvent déjà être réglée indépendamment. Par exemple avec une LED, l'intensité est réglée via le courant la traversant et le spectre avec un ou plusieurs filtre optique¹⁸.

La position, l'uniformité et le spectre angulaire peuvent être réglés via la technique d'éclairage employée.

On peut citer deux grands types d'éclairage d'un échantillon :

- Éclairage critique.
- Éclairage dit de Köhler.

5.6.1 Éclairage Critique

Avec cette éclairage, on forme directement l'image du filament (ou maintenant de la LED) sur l'échantillon.

Travail expérimental

- Utiliser une lampe LED munie d'une lentille. Cette lentille est appelée *condenseur*. Elle a pour rôle de collecter et de faire converger le maximum de lumière émise par la source (d'où le nom de condenseur).
- Régler la distance LED-lentille pour former l'image de la LED sur l'échantillon.
- Vérifier que l'éclairage est particulièrement intense mais que l'on voit que l'image de la LED se surimpose sur l'image à celle de l'échantillon (prendre une photo).
- Placer un diffuseur dans le trajet de la lumière.
 - Le problème d'inhomogénéité de l'éclairement est-il réglé ?
 - Quel problème apparaît alors ?

Une autre solution pour avoir un éclairage uniforme serait de ne pas utiliser de condenseur et de placer la source de lumière "infiniment" loin. Évidemment, cela réduirait considérablement l'intensité lumineuse. Mais l'éclairage de Kohler reprend en partie cette idée en plaçant la source de lumière dans le plan focal objet d'une lentille. Ainsi, la source paraît provenir de l'infini tout en ayant une intensité importante.

18. Les lampes à filament, dont l'émission est basée sur le rayonnement du corps noir, ont un spectre qui varie énormément avec l'intensité du courant qui la parcourt. On changerait alors l'intensité plutôt avec des densités optiques en essayant de rester à courant constant.

Travail pour le compte-rendu

— Décrire les expériences.

5.7 Éclairage de Köhler

19. 95%?

Cet éclairage est bien plus complexe. A vrai dire, beaucoup¹⁹ de scientifiques utilisent leur microscope sans bien régler leur éclairage de Köhler.

Nous allons reproduire ici le montage présenté sur la figure 5.5.1

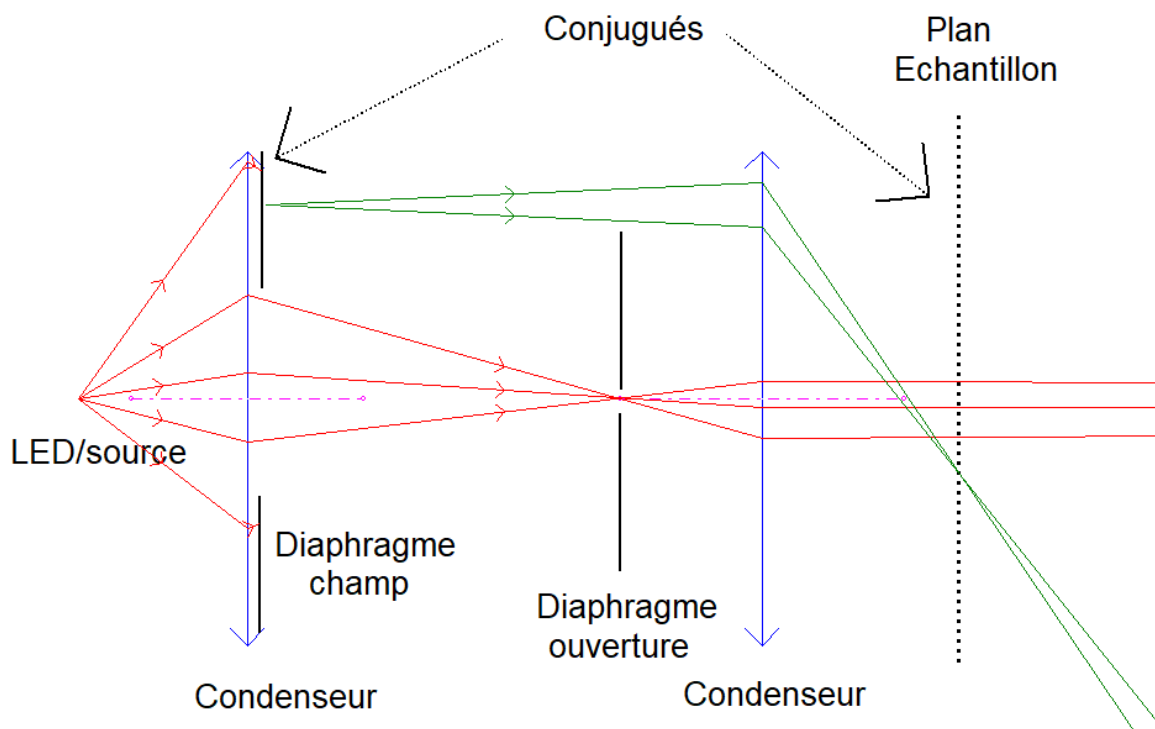


FIGURE 5.5: Schéma optique d'un éclairage de Köhler. Le reste du microscope (objectif et lentille de tube) n'a pas été représenté.

5.7.1 Procédure de mise en place des éléments optiques

Travail expérimental

- Prendre une lampe LED munie d'une lentille.
- Placer un diaphragme à iris juste derrière la lentille. Ce diaphragme sera le *diaphragme de champ*.
- Placer un deuxième diaphragme un peu plus loin sur le banc optique. Ce diaphragme sera le *diaphragme d'ouverture*.
- Régler la distance LED-lentille pour former l'image de la LED sur le diaphragme d'ouverture.
- Placer une lentille, que l'on appellera *condenseur*, de focale 10 cm après le diaphragme d'ouverture de telle sorte que le diaphragme d'ouverture soit dans le plan focal objet du condenseur²⁰.

- Placer l'échantillon à l'endroit où se forme l'image du diaphragme de champ par le condenseur.
- Le reste du microscope est le même que précédemment.

Travail pour le compte-rendu

- Remplacer dans la simulation optgéo l'éclairage critique précédent par un éclairage de Köhler.

5.8 Visualisation des différents plans conjugués au sein du microscope

5.8.1 Plans de champ

Travail expérimental

- Vérifier que lorsque on ferme le diaphragme de champ cela se répercute sur l'échantillon et sur l'image. Ces 3 plans sont conjugués.

Travail pour le compte-rendu

- Confirmer cette observation avec la simulation.

5.8.2 Plans d'ouverture

Travail expérimental

- Vérifier que lorsque l'on ferme le diaphragme d'ouverture cela se répercute dans le plan de Fourier du microscope c'est à dire dans son plan focal image de l'objectif.
- Vérifier que fermer le diaphragme d'ouverture ne change pas le champ de l'image. De prime abord, cela ne semble changer que la luminosité de l'image.
- Placer ensuite la lentille de Bertrand. Vérifier à nouveau que le diaphragme d'ouverture est bien dans le plan de Fourier qui est maintenant imagé sur le plan image du microscope via la lentille de Bertrand.
- Quel est le grandissement du diaphragme d'ouverture dans le plan fréquence de l'objectif ?
- Quel est le grandissement du diaphragme d'ouverture avec la lentille de Bertrand ?

Travail pour le compte-rendu

- Confirmer ces observations avec la simulation.

5.9 Filtrage optique

5.9.1 Filtrage passe-bas

Travail expérimental

- Placer comme échantillon le réseau de 4 lignes par mm.
- Placer la lentille de Bertrand pour observer le spectre de l'échantillon ainsi que l'image du diaphragme d'ouverture.
- Réaliser un éclairage de Kohler. Fermer au maximum le diaphragme d'ouverture pour obtenir un éclairage quasi-collimaté au niveau de l'échantillon.
- Placer dans le plan de Fourier un cache (une petite pastille) qui permet d'obstruer (i.e. diaphragmer) le centre de ce plan, c'est à dire couper les basse fréquences.
- En enlevant ensuite la lentille de Bertrand regarder l'effet sur l'image. On parle de champ noir. On dit que l'on réalise un champ noir.
- Effectuer cette opération sur un échantillon quelconque.

Travail pour le compte-rendu

- Ajouter dans la simulation optGéo la présence d'un cache dans le plan de Fourier. Montrer qu'il permet de bloquer les faisceau incident de la source (qui est quasiment collimatée).

5.9.2 Filtrage passe-haut

Travail expérimental

- Réaliser le montage précédent et mettre cette fois un diaphragme dans le plan de Fourier.
- Vérifier que lorsque vous fermer le diaphragme, l'image perd en netteté.

5.9.3 Éclairage en champ noir

Nous allons réaliser un filtrage passe-bas comme dans la section 5.9.1, mais en travaillant cette fois sur l'éclairage. Plus exactement, nous allons couper la composante continue de l'image.

Travail expérimental

- Réaliser un éclairage de Kohler. Prendre comme objet une diapositive.
- Visualiser le diaphragme dans le plan des fréquences avec une lentille de Bertrand.
- Ôter l'objet (la diapo). Vous visualisez maintenant dans le plan de Fourier *le spectre angulaire* de la lumière focalisé par le condenseur.

- Remplacer le diaphragme d'ouverture qui se trouve dans le plan focal objet du condenseur par un cache qui bloque les faisceaux au centre de l'axe optique mais laisse passer ceux en périphérie (voir fig 5.6).
- Vérifier dans le plan de Fourier qu'une partie de la lumière émise par le condenseur est toujours collecté par le microscope. Il s'agit des faisceaux ayant un angle important car il se trouve en périphérie du plan de Fourier.
- Réduire avec un cache l'ouverture numérique de l'objectif de telle sorte à ne plus avoir de faisceau provenant
- Remettre un objet (une diapo). Voir que le plan de Fourier contient le spectre de l'image et que la composante continue (au centre du plan de Fourier) est quasi nulle.
- Enlever la lentille de Bertrand et visualiser l'image créée par le microscope.
- Ôter le cache qui réduit l'ouverture numérique de l'objectif et voir que le fond continu de l'image du à l'éclairage est à nouveau présent.

Travail pour le compte-rendu

- Réaliser la simulation optGéo correspondante montrant qu'en plaçant un cache dans le plan focal objet du condenseur et en réduisant l'ouverture numérique de l'objectif, on peut réaliser un éclairage tel que les faisceaux éclaire bien l'échantillon mais ne sont pas captés par l'objectif de microscope.

5.9.4 Eclairage en champ oblique

Travail expérimental

- Réaliser à nouveau le montage précédent, mais placer au lieu du cache de la figure 5.6, un demi disque.
- Étudier l'effet du cache sur l'image formée par le microscope. On parle d'éclairage oblique.

5.9.5 Masque de phase

Travail expérimental

- Réaliser à nouveau le montage de la section 5.9.1 (éclairage de Kholer, lentille de Bertrand), mais placer cette fois une lame de microscope comme masque dans le plan de Fourier. Plus exactement placer la lame de telle sorte que seulement la moitié du plan de Fourier traverse la lame. La lame n'obstrue pas la lumière mais modifie son chemin optique et donc sa *phase*. On parle de masque de phase.
- Étudier l'effet du cache sur l'image formée par le microscope.

FIN de la 1er partie du TD

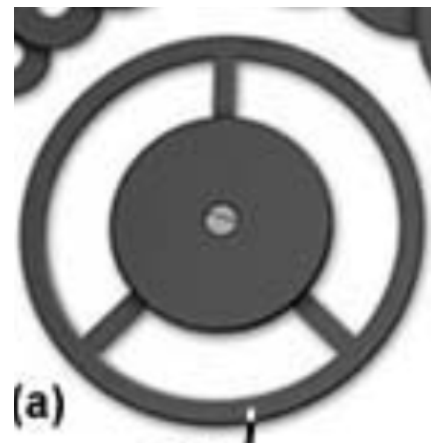


FIGURE 5.6: Cache pour réaliser un éclairage en champ noir.

5.10 Théorie de Abbe

La théorie de Abbe, formulée en 1873, permet d'expliquer assez simplement la formation d'une image au sein d'un instrument optique. Dans le cadre de cette théorie tout objet se comporte un réseau de diffraction ou plus exactement comme un objet diffractant. Plus l'objet est petit ou, dit de façon plus correct, plus l'objet possède de grandes fréquences spatiales plus l'angle de sortie la lumière diffractée par l'objet sera grand.

5.10.1 Approche qualitative

Selon la théorie de Abbe, le contraste d'une image obtenue via un appareil optique provient de l'interférence de l'ordre 0 et des autres rayons diffractés d'ordre supérieur²¹. L'ordre 0 contient l'information d'un fond blanc uniforme et les ordres supérieures contiennent les informations sur la structure de l'échantillon. Pour former une image, il faut donc que l'instrument optique soit capable de collecter au moins le premier ordre de diffraction de l'objet que l'on souhaite observer. Si l'instrument n'en est pas capable, l'interférence avec l'ordre 0 n'est alors pas possible, l'image ne se forme pas²². Ainsi l'image d'un microscope provient de l'interférence des ondes diffractés par l'échantillon.

Il est alors possible de donner la résolution maximale d'un objectif de microscope permettant d'imager un objet de taille d . Elle est atteinte lorsque l'ouverture de l'objectif est tout juste suffisante pour collecter l'ordre 0 et l'ordre 1 d'un objet de taille d (cf figure ??). Sachant que pour un réseau l'angle de diffraction du 1er ordre est tel que $\sin \theta = \lambda/d$, nous obtenons que les dimensions d de l'objet le plus petit que peut résoudre un objectif de microscope est :

$$d_{\text{Abbe}} \approx \frac{\lambda}{\sin \theta} = \frac{\lambda}{NA} \tag{5.3}$$

où NA est l'ouverture numérique (Numerical Apperture) de l'ouverture de l'objectif défini comme :

$$NA = n \sin \theta$$

où n est l'indice du milieu entre l'échantillon et l'objectif de microscope.

En ce sens, l'ouverture numérique d'un objectif de microscope est bien plus important que son grossissement et de façon plus générale, il est plus juste de voir un microscope comme un outil permettant d'augmenter la résolution²³ et non un outil qui aggrandie²⁴ un objet.

D'autre part, bien qu'il suffise de collecter le 1er ordre de diffraction pour pouvoir former une image, plus on collecte d'ordre de diffraction et plus l'image sera fidèle et nette. Par exemple, pour un réseau rectangulaire (voir fig ??), dont le spectre spatial est composé

21. Il s'agit donc d'une explication très différente de celle utilisée en optique géométrique où les rayons transportent et reconfigurent l'énergie lumineuse de l'objet vers l'image

22. PSF



FIGURE 5.7: Photo du mémorial dédié à Ernst Abbe où figure sa formule de la résolution limite d'un microscope conventionnel

23. Faire apparaître des détails qui ne sont pas visibles sans le microscope.

24. Ainsi un grossissement de x4000 comme on peut le voir parfois n'a pas beaucoup de sens et tient plus du marketing. Concept de "empty magnification"

d'harmoniques impaires avec une décroissance en $1/n$, si on collecte uniquement l'ordre 1 alors le réseau apparaîtra sinusoïdale. On peut alors mesurer la période du réseau mais on perd une information quand à sa forme. Plus on collecte d'ordre de diffraction et plus l'image retranscrit fidèlement les marches d'escalier du réseau.

Une autre façon de voir les choses est de considérer un objectif de microscope comme un filtre passe-bas vis à vis des fréquences spatiales d'un objet. Plus l'ouverture numérique de l'objectif est grand et plus sa fréquence de coupure est élevée. Au delà de la fréquence de coupure, le microscope n'est plus capable de résoudre l'objet. Par exemple, pour un objectif d'ouverture numérique 0.5, la fréquence de coupure est d'environ, pour une émission à $\lambda = 500 \text{ nm}$, $k \approx NA/\lambda = 1 \mu\text{m}^{-1}$, tout détail dont la fréquence spatiale est plus grand que $1 \mu\text{m}^{-1}$ sera filtré par l'objectif de microscope. Cette approche fréquentielle prend tout son sens avec le concept de *fonction de transfert optique* (Modulation Transfer Function) qui prend en plus en compte les éventuelles aberrations optiques du système.

5.10.2 Approche plus quantitative

Comme nous l'avons vu dans la première partie de ce TP. L'optique de Fourier Champeau et al. [2009] nous apprend que la figure de diffraction de Fraunhofer de l'objet, ainsi que de son éclairage, se forme dans le plan (Φ , plan de Fourier se trouvant dans le plan focal image de l'objectif de microscope) (cf figure ??). Cette figure, qui fait mathématiquement intervenir une transformation de Fourier, peut être interprétée en terme de fréquences spatiales de l'objet étudié. Cette figure peut aussi être interprétée de façon équivalente comme le développement en ondes planes du champ émergent du plan (Ω , celui de l'échantillon).

Les ondes issues des points du plan (Φ) interfèrent dans le plan image (Ω') pour reconstituer l'objet Champeau et al. [2009].

Nous allons ici étudier plus en détails certains aspects du plan de Fourier (Φ). D'une part, nous allons regarder comment l'éclairage de l'objet à étudier se répartit dans le plan et d'autre part nous allons voir comment les fréquences spatiales de l'objet se répartissent dans le plan.

Répartition de l'intensité dans le plan de Fourier due à l'éclairage de l'objet

Dans les expériences réalisés en TP sur l'optique de Fourier l'éclairage se limite souvent à un faisceau collimaté et parallèle à l'axe optique (typiquement un laser avec un faisceau quasiment parallèle). La situation est la plupart du temps bien plus complexe en microscopie. La figure 5.8 montre le chemin d'un faisceau (matérialisant la propagation d'une onde plane²⁵) arrivant sur la pupille d'entrée de l'objectif de microscope avec une incidence θ par rapport à l'axe optique et un angle azimutal φ . Le faisceau passant par le centre op-

25. Rappelons qu'une onde plane est un objet mathématique décrivant une onde dont l'amplitude est constante le long d'un plan (infini) perpendiculaire à la direction de propagation \mathbf{k} . C'est la seule onde à avoir une direction de propagation parfaitement définie (celle de la direction et du sens du vecteur \mathbf{k}). Rappelons enfin que n'importe quelle onde peut être décomposées en somme d'onde plane (parfois aussi appelé "spectre angulaire").

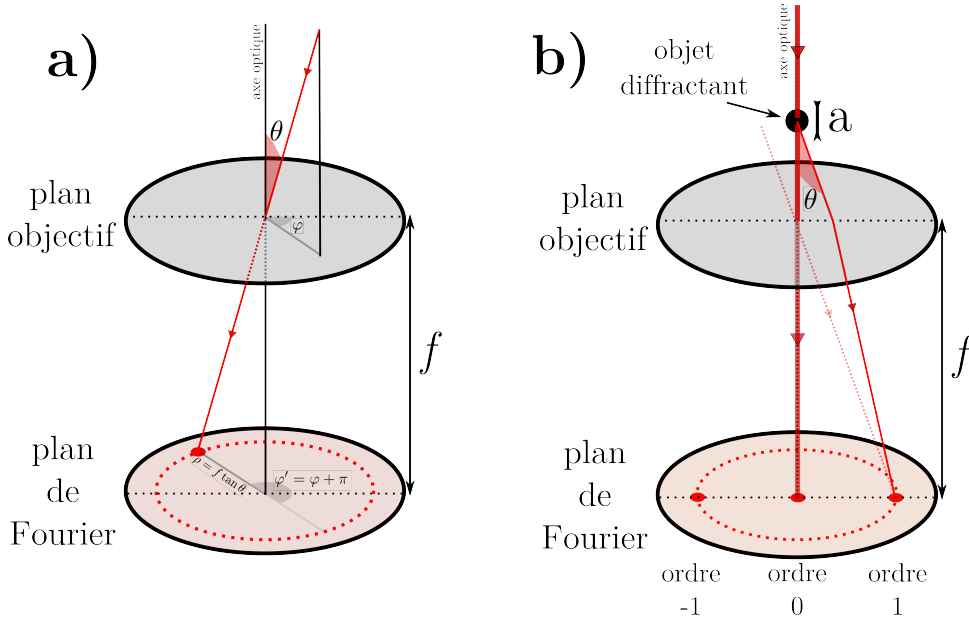


FIGURE 5.8: (a) Schéma expliquant les coordonnées dans le plan de Fourier (Φ) d'une onde plane arrivant sur la pupille d'entrée de l'objectif de microscope avec une incidence θ par rapport à l'axe optique et un angle azimutal φ . Le faisceau passant par le centre optique n'est pas dévié et forme un spot dans le plan de Fourier aux coordonnées $\{\rho = f \tan \theta, \varphi' = \varphi + \pi\}$ (b) Schéma illustrant la théorie de Abbe. Tout objet de dimension caractéristique a se comporte comme un réseau de diffraction de pas a et diffracte la lumière selon les angles θ_m tels que $\sin \theta_m = m\lambda/a$ (formules des réseaux).²⁶ On peut aussi utiliser l'identité :

$$\tan [\arcsin(x)] = \frac{x}{\sqrt{1-x^2}}$$

tique n'est pas dévié et forme un spot dans le plan de Fourier aux coordonnées polaires :

$$\rho = f \tan \theta \quad \text{et} \quad \varphi' = \varphi + \pi \tag{5.4}$$

Ainsi si la lumière d'éclairage est faisceau convergent avec un angle θ_c , elle forme un disque dans le plan de Fourier (Φ) de rayon $f \tan \theta_c$. Par le même raisonnement, l'ouverture numérique NA de l'objectif de microscope définit un rayon maximum²⁶

$$R_M = f \tan \theta_{NA} = f \tan [\arcsin(nNA)] \tag{5.5}$$

dans l'espace de Fourier. La zone au delà de ce rayon R_M , correspond à des angles incidences que l'objectif n'est pas capable de collecter. En d'autre terme, le plan de Fourier est limité à un disque de rayon R_M .

Répartition de l'intensité dans le plan de Fourier due aux fréquences spatiales de l'objet Comme dit plus haut, dans le cadre de la théorie de Abbe, on peut considérer qu'un objet se comporte comme un ensemble de petits réseaux de diffraction. Dis autrement, l'objet peut être décomposé en un ensemble de zone microscopiques. Chacune de ces zones est caractérisée par une dimension caractéristique a qui correspond aux niveaux de détails de la zone, c'est à dire à la distance sur laquelle on observe des variations brusques d'intensité ou de phase . Chacune de ses zones se comportent donc comme un réseau et diffracte²⁷ la lumière incidente dans les directions θ_n telles que Champeau et al. [2009] (voir figure 5.8 b) :

$$\sin \theta_m = \sin i + m \frac{\lambda}{a} \tag{5.6}$$

27. Sans rentrer dans les détails la position des spots de diffraction correspond à l'endroit de l'espace où la différence de chemin optique entre les ondes diffractés par les différents éléments du réseau est égale à 1,2,... fois la longueur d'onde

où λ est la longueur d'onde de la lumière incidente, i l'angle d'incidence de l'onde plane incidente et $m \in \mathbb{Z}$ est appelé ordre de diffraction.

La relation 5.6 associe donc une onde plane de direction θ_m à une fréquence spatiale $u = 1/a$. Nous avons vu à la section précédente, via la formule 5.4, que cette onde plane formera un point dans l'espace de Fourier placé sur un cercle de rayon :

$$\rho = f \tan \theta_m = f \tan \left[\arcsin \left(\sin i + m \frac{\lambda}{a} \right) \right] \quad (5.7)$$

5.10.3 Limite de résolution d'un objectif de microscope

Conformément à l'équation 5.6, au fur et à mesure que les dimensions d'un objet diminue, l'angle de la lumière diffracté par l'objet augmente. Arrivé à une taille caractéristique d_{lim} , l'ordre de diffraction 1 (ou -1) n'est plus collecté par l'objectif. C'est cette taille limite d_{lim} que Abbe a défini comme résolution limite du microscope. En deçà de la taille limite d_{lim} , le détail de l'objet ne peut pas être capté par le microscope et l'objet sera perçu comme une tache Airy indifféremment de la forme géométrique réelle de l'objet.

Nous pouvons exprimer d_{lim} à partir des équations 5.7 et 5.5 :

$$d_{\text{lim}} = \frac{\lambda}{2n \sin \theta_{\text{NA}}} \quad (5.8)$$

Insistons donc à nouveau sur ce point légèrement contre-intuitif : la résolution d'un objectif n'est pas défini par son grossissement mais par son ouverture numérique.

D'autre part, du fait de son ouverture numérique finie, un objectif de microscope ne peut pas capter toutes les ondes diffractées par un objet. Il existe donc une fréquence spatiale limite au delà de laquelle l'objectif de microscope ne permet plus d'identifier la géométrie d'un objet. On peut donc considérer qu'un objectif de microscope se comporte comme un *filtre passe-bas* pour les fréquences spatiales des objets étudiés.

5.10.4 Retour sur la formation des images

Nous pouvons être plus spécifique concernant la théorie de Abbe. Selon cette théorie, les interférences entre l'ordre zéro, qui n'est pas dévié par l'échantillon et les ordres supérieurs, qui sont due à la diffraction de la lumière par l'objet, genere le contraste de l'image et determine de ce fait la résolution maximale d'un objectif de microscope Murphy and Davidson [2012]. Si uniquement l'ordre zéro est collecté alors il n'y a plus d'interférence et non peut donc plus identifier la géométrie de l'objet.

Cette lumière diffractée est déphasée de la moitié de la longueur d'onde ou à 180 degrés par rapport à l'ordre zéro (voir la figure

??). Ce déphasage causé par l'échantillon lui-même permet de causer des interférences destructives avec la lumière directe quand les deux arrivent sur le plan image (Ω') au niveau du plan de la caméra.

5.11 Le microscope utilisé pour ce TP

5.11.1 Microscope inversé

Le microscope que nous allons utiliser (voir figure ??) est dit inversé car, contrairement au microscope que vous avez déjà peut-être utilisé en biologie, les objectifs sont dirigés vers le haut²⁸. Cette configuration est particulièrement adaptée à l'étude d'échantillons liquides, en effet, une goutte de liquide peut être déposée sur une lamelle de microscope et être étudiée dans que l'objectif n'est à tremper dans la goutte. De façon plus général, un microscope inversé permet d'avoir de la place libre au dessus de l'échantillon pour pouvoir facilement le manipuler (placer des micro-electrodes, utiliser des puces-microfluidiques, ...)

28. C'est à dire opposé à l'attraction gravitationnelle

5.11.2 L'éclairage

Du fait que le microscope est inversé, l'éclairage constitue la partie du haut du microscope. Une lampe LED, munie d'une lentille, est montée sur un rail suivie par un condenseur de grande ouverture numérique (voir figure ??). Il est ainsi assez facile de réaliser un éclairage de Kohler en formant l'image de la LED sur le diaphragme du condenseur qui est, à peu près placé dans le plan focal objet du condenseur.

La distance focale du condenseur est faible (de l'ordre de 1 cm) si bien que la lentille de sortie du condenseur est très près de l'échantillon.

5.11.3 Le porte échantillon

Les échantillons à étudier peuvent être déplacés via une plateforme motorisée en XY avec une précision de 3 μm . Elle est contrôlée par un logiciel sur l'ordinateur.

5.11.4 Les objectifs

La liste des objectifs est donnée dans le tableau 5.1. Ils sont montés dans un barillet rotatif.

TABLE 5.1: Listes des objectifs corrigés à l'infini disponible pour le TP.

<i>grossissement nominal</i>	4	10	40
<i>ouverture numérique</i>	0.05	0.15	0.65
<i>Résolution (via Abbe) en μm</i>	12	4	1
<i>Profondeur de champ en μm</i>	225	25	1.5

La focalisation est assurée par une platine de translation verticale. Elle possède trois réglages :

- Un réglage très grossier qui demande de la dévisser partiellement pour la faire glisser le long d'un rail.
- une vis de réglage grossier avec une précision de positionnement de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$
- une vis de réglage fin avec un positionnement sub-micrométrique.

5.11.5 La distance de tube

On peut venir visser des optiques juste après l'objectif, en particulier une lentille de Bertrand.

Toujours dans la distance de tube, se trouve un prisme qui joue le rôle d'un miroir qui reflète la lumière collectée verticalement par l'objectif dans le plan horizontal.

5.11.6 La lentille de tube

La lentille de tube est ici constituée par l'objectif d'un appareil photographique numérique (APN) réglé pour former une image à l'infini. Ainsi, il n'y a pas spécialement à s'occuper de son réglage.

5.11.7 Le capteur

L'image du microscope est formée sur le capteur d'un APN Canon EOS 4000D dont le temps de pose, la sensibilité (ISO) et éventuellement la taille du diaphragme d'ouverture sont pilotés par ordinateur.

5.12 Microscopie en champ clair

Il s'agit sûrement de la technique de microscopie la plus directe et la plus simple. L'échantillon est éclairé avec un faisceau convergent, le plus homogène possible en terme d'intensité (cf éclairage de Kohler) et le contraste provient de l'atténuation de la lumière par l'échantillon. Par atténuation, on entend plus précisément l'*extinction* c'est à dire la somme de l'absorption et de la diffusion.

Cette technique d'imagerie ne donne un bon contraste que si l'échantillon absorbe ou diffuse très fortement la lumière incidente. Cela n'est typiquement pas le cas des cellules. Il est alors fréquent de marquer les cellules avec un colorant pour obtenir un contraste suffisant pour les observer.

En terme de fréquence spatiale, le contraste est en champ clair lorsque l'objectif collecte l'ordre 0 (qui constitue le fond blanc) et au moins l'ordre 1 de la lumière diffractée par l'objet que l'on souhaite observer.

On règle le condenseur de tel sorte à filtrer les fréquences de l'éclairage (c'est à dire les angles inclinaisons du faisceau) plus hautes que la fréquence de coupure de l'objectif.

Mathématiquement, il faut :

$$NA_{\text{condenseur}} < NA_{\text{objectif}}$$

Travail expérimental

5.12.1 Observation de cellules

Comme évoqué plus haut la grande majorité des cellules sont quasi transparentes car elle n'absorbe que très peu la lumière visible. Elle sont donc difficilement visibles en microscopie en champ clair. Une méthode pour améliorer le contraste est d'introduire une solution colorée qui va être absorbée par les cellules et les colorer.

Nous allons ici utiliser le bleu de méthylène qui marque les molécules négativement chargées dans la cellule comme par exemple l'ADN et l'ARN.

Préparation des échantillons

29. En terme plus techniques, nous allons étudier les cellules de l'épithélium pavimenteux de la couche superficielle de la bouche.

30. Attention le bleu de méthylène très concentré est un peu toxique. Il faut se laver les mains si vous vous en mettez sur les doigts.

- Gratter doucement un coton tige contre l'intérieur de votre joue²⁹. Déposer ensuite le coton tige sur une *lame* (i.e. celle qui est épaisse) de microscope pendant 2 à 3 secondes.
- Mettre une goutte de bleu de Méthylène³⁰ et mettre par dessus une *lamelle* (i.e. celle qui est fine, 170 μm) de microscope.
- Enlever l'excès de solution avec un papier essuie-tout.

Réglages du microscope

- Vérifier que la lentille de tube, c'est à dire l'objectif de l'appareil photo est bien réglé pour former une image d'un objet se situant à l'infini. Pour cela, vérifier que la bague de mise au point est bien réglée sur "infini". Vous pouvez aussi diriger l'appareil vers un objet situé au fond de la pièce et faire la mise au point sur ce dernier.
- Le microscope est inversé, l'échantillon est placé avec la lamelle vers le bas (et donc la lame vers le haut).
- Utiliser un objectif de faible grandissement et de faible ouverture numérique (comme par exemple un x4 d'ouverture numérique ≈ 0.1). Comme indiqué précédemment, avec un objectif peu ouvert (i.e. de faible ouverture numérique) :
 - D'une part la distance de travail est grande et l'objectif se situe loin de l'échantillon.
 - D'autre part, la profondeur de champ (c'est à dire la zone où la distance entre l'objectif et l'échantillon) est grande ce qui facilite grandement la mise au point.

Chercher les cellules et prendre quelques images.

- Passer à l'objectif $\times 10$ d'ouverture numérique 0.15. L'objectif travaille plus près de l'échantillon, d'autre part la profondeur de champ est bien plus faible ce qui demande donc plus de précision pour la mise au point.

Prendre à nouveau quelques images des cellules.

- Les images précédentes manquent d'une calibration. Nous allons pour cela prendre les images de deux objets dont on connaît les dimensions :

- Une fibre optique dont le cœur plus la gaine à un diamètre de $120\ \mu\text{m}$.
- Un câble de cuivre dont le diamètre est de $40\ \mu\text{m}$

Prendre une image de ces deux objets avec les objectifs $\times 4$ et $\times 10$

- Enfin, essayer de faire une image avec le $\times 40$ d'ouverture numérique. Le réglage du focus est assez délicat et la distance de travail très faible. L'objectif est quasiment en contact avec la lamelle de verre portant l'échantillon.

Travail pour le compte-rendu

- Quel est le grandissement effectif du microscope avec les objectifs $\times 4$ et $\times 10$ respectivement. Pourquoi ne trouve-t-on pas nécessairement les valeurs de 4 et 10 (respectivement) ?
- Présenter les images annotées des cellules avec une barre d'échelle³¹.

³¹. Celle-ci peut être faite assez facilement sous image]

5.13 Etude quantitative du plan de Fourier

On cherche ici à illustrer la théorie de Abbe, en particulier le fait que l'on peut observer les détails d'un objet que si l'objectif peut collecter au moins l'ordre 1 de la lumière diffractée par l'échantillon.

Comme dans la première partie du TP, nous utiliserons un réseau car son spectre fréquentiel est particulièrement simple.

Travail expérimental

- Placer un réseau de diffraction de 100 traits par millimètre comme échantillon.
- Placer un laser vert sur la voie d'éclairage. Ainsi le réseau est éclairé par une bonne approximation d'une onde plane monochromatique.
- Utiliser tout d'abord l'objectif $\times 4$ d'ouverture numérique 0.1.
- Placer une lentille de Bertrand de telle sorte à former l'image du plan de Fourier sur la caméra. La lentille de Bertrand vient se visser sous l'objectif (voir figure ??).
- Prendre une image du plan de Fourier du spectre du réseau.

- Prendre une image sans la lentille de Bertrand. Arrivez-vous à voir le réseau ?
- Répéter les mêmes mesures avec le x10 d'ouverture numérique ox.
- Avec l'objectif x10 placer/visser un diaphragme à iris dans le plan focal objet de l'objectif. Vérifier que lorsque l'on forme le diaphragme suffisamment pour couper l'ordre 1 de diffraction du réseau, on ne voit plus son image sur la caméra.

Travail pour le compte-rendu

- Recalculer la résolution maximale que peut atteindre l'objectif x4 d'ouverture numérique 0.1. Est-ce suffisant pour observer les traits du réseau. Même question avec le x10 d'ouverture numérique ox.
- Vérifier que la position des points
- Plus il y a d'ordre de diffraction et plus l'image est contrastée et le réseau apparaît bien en marche d'escalier.

5.14 Microscopie en champ sombre

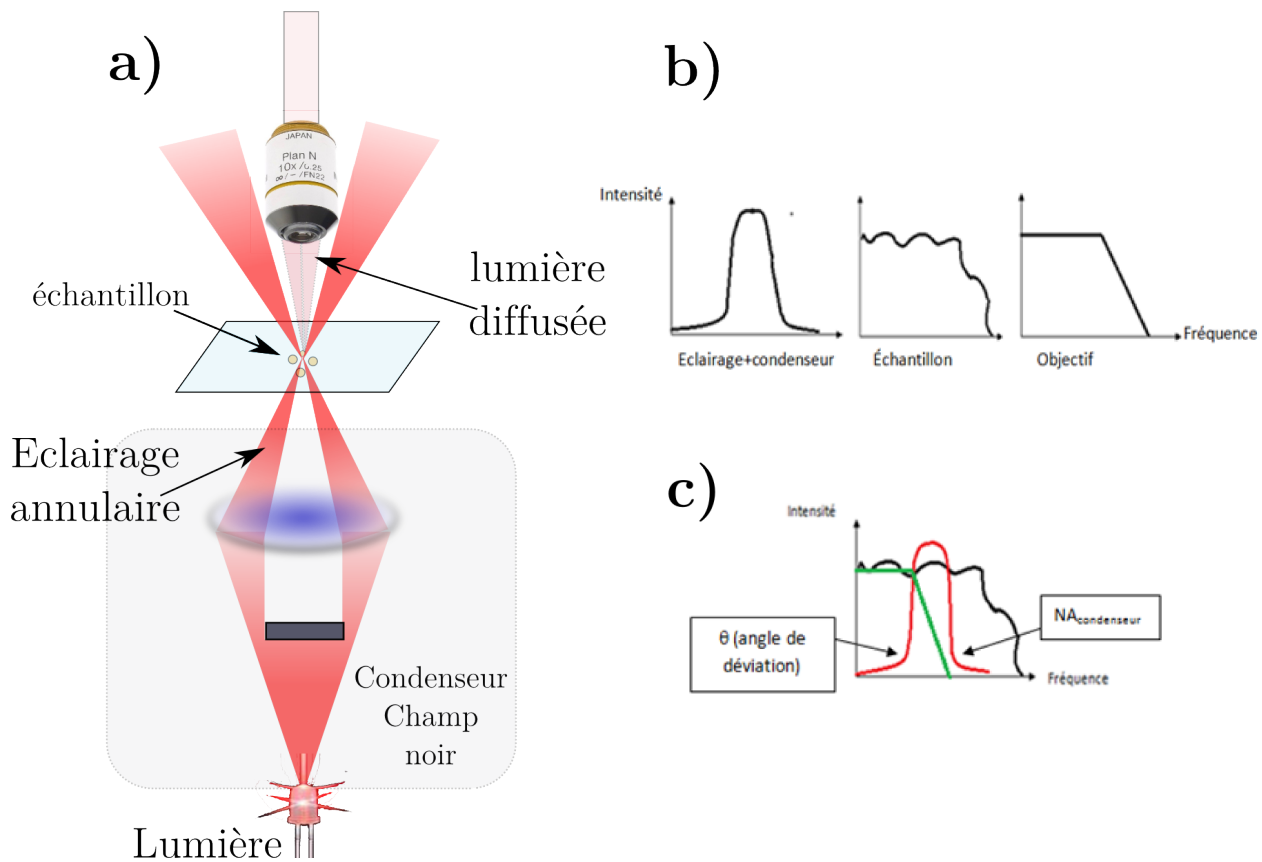


FIGURE 5.9: a) Schéma de principe de l'éclairage annulaire en champ sombre et darkfield en sépia classique. Ce dernier produit un éclairage annulaire tel qu'il permet d'éclairer l'échantillon tout en ne rentrant pas collecté par l'objectif de microscope. b) Réponse fréquentielle des différents éléments, c) Réponse fréquentielle totale.

La microscopie en champ sombre³² permet d'augmenter considé-

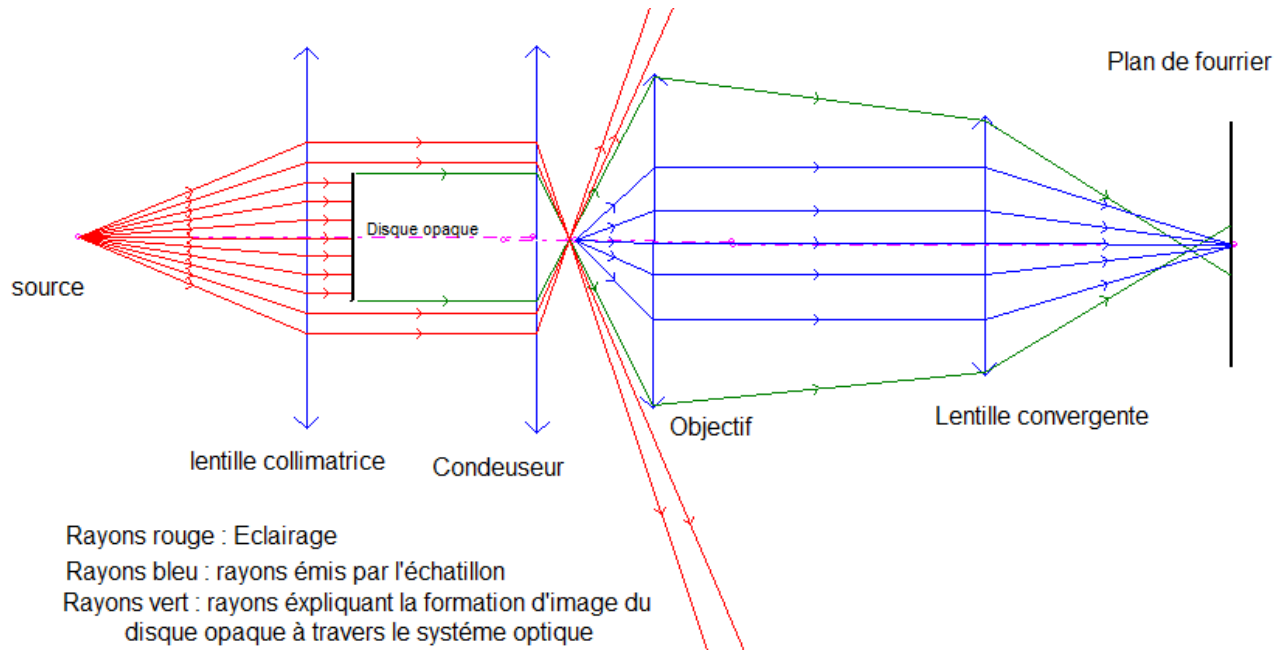


FIGURE 5.10: Simulation montrant l'image du disque opaque de structuration de l'éclairage dans le plan de Fourier. réalisée sous ?

rablement le contraste des échantillons transparents. Elle est particulièrement intéressante pour visualiser des nanoparticules (cf chapitre ??) dont l'extinction est trop faible pour être vu en champ clair.

On utilise un éclairage particulier qui permet d'ôter la lumière directement transmise et de ne garder que la lumière diffusée par l'échantillon. On utilise pour cela un condenseur spécial qui forme un éclairage annulaire (voir figure 5.9 et fig 5.10). La lumière annulaire permet d'éclairer l'échantillon tout en n'étant pas collecter par l'objectif de microscope. Ce dernier ne collecte que les faisceaux diffractés par l'échantillon qui apparaît blanc sur un fond noir.

Il est peut-être plus facile de décrire le mécanisme en terme de filtrage. L'éclairage annulaire créé par le condenseur à un spectre en fréquence angulaire présenté sur la figure 5.9 b) : Le cache placé dans le condenseur coupe les basses fréquences (i.e. les faisceaux peut incliner par rapport à l'axe optique) et l'ouverture numérique du condenseur créé un filtre passe-bas ce qui donne au final une bande de fréquence. L'échantillon a ses propres fréquences spatiales. L'objectif de microscope est un filtre passe-bas. Le champ noir ne sera performant que si la bande de fréquence créée par le condenseur est située plus haut en fréquence que la fréquence de coupure de l'objectif, ainsi (voir figure 5.9 c), la lumière d'éclairage sera filtrée par l'objectif. Les fréquences spatiales de l'échantillon qui sont inférieures à la fréquence de coupure de l'objectif seront captés et les détails de l'échantillon apparaîtront brillants sur un fond noir.

Dit autrement, l'objectif collecte les ordres 1 et -1 d'un détail de l'image sans collecter l'ordre 0 comme cela est le cas dans la microscopie en champ clair.

33. L'augmentation de l'ouverture numérique conduit aussi à une augmentation du prix de ce dernier (quasiment 1000 euros pour un objectifs de grande ouverture numérique).

Ces explications amènent au constat suivant : pour obtenir un champ sombre il faut que l'ouverture numérique du condenseur soit plus grande que l'ouverture numérique de l'objectif. Or augmenter l'ouverture numérique veut dire diminuer la distance entre le condenseur et l'échantillon³³. Ainsi, dès que l'objectif de microscope a une ouverture numérique plus grande que typiquement 0.4, le condenseur doit travailler à moins de quelques mm de l'échantillon ce qui empêche d'étudier en champ noir des échantillons épais comme par exemple des puces microfluidiques.

Travail expérimental

- Placer la lame avec les cellules comme échantillon.
- Utiliser d'abord l'objectif x4 d'ouverture numérique .
- Eclairer l'échantillon en Kohler avec la lampe LED.
- Placer un cache au niveau du diaphragme d'ouverture (dans le plan focal objet du condenseur) pour réaliser un éclairage en anneau.
- Ajuster finement la position entre le condenseur et l'échantillon jusqu'à obtenir un éclairage en champ noir. L'image ne fait alors apparaitre plus que les zones très diffusantes de l'échantillon en l'occurrence les parois des cellules.
- Changer maintenant pour l'objectif x10 d'ouverture numérique. Comme l'ouverture numérique est plus grande, il va falloir utiliser un éclairage encore plus annulaire. Ce dernier s'obtient en plaçant un cache encore plus obstruant au niveau du diaphragme d'ouverture.
- Placer une lentille de Bertrand et vérifier que la lumière de l'éclairage n'apparait pas dans le plan de Fourier. Changer le cache pour un plus petit de tel sorte à perdre l'éclairage en champ noir. Vérifier alors qu'une partie de la lumière d'éclairage se retrouve dans la périphérie du plan de Fourier. Il s'agit des faisceaux de l'éclairage qui ont une grande ouverture numérique mais qui peuvent être quand même collecté par l'objectif.
- Etudier ensuite un échantillon des bulles formées par de l'eau savonneuse enfermée entre une lame et une lamelle de microscope. Vérifier entre autre que :
 - Que le pavage des bulles
 - Que les petites bulles disparaissent au profit des grandes bulles. Cela est du au fait que la pression dans les grandes bulles est plus faible que dans les petites bulles (cf Loi de Laplace).

5.15 *Microscopie en champ oblique*

D'un point de vue technique, l'éclairage oblique ressemble beaucoup au champ noir étudié plus haut. Il s'agit de placer un cache dans

le plan du diaphragme d'ouverture. Mais cette fois, le cache est un demi-cercle.

Tout se passe comme si l'éclairage était alors oblique. Tout comme une pièce de monnaie éclairé par un faisceau oblique fait apparaître son relief, l'éclairage oblique permet d'obtenir des informations sur le relief de l'échantillon. Ces informations restent toutefois uniquement qualitatives³⁴.

D'un point de vue fréquentiel, l'éclairage permet de ne collecter que :

- l'ordre 0, provenant de l'éclairage
- L'ordre 1, sans collecter l'ordre -1
- Éventuellement des ordres supérieurs comme l'ordre 2

Plus précisément, du fait de l'éclairage oblique, le spectre de la lumière diffusée par l'échantillon est décalé dans le plan de Fourier. L'ordre 0 ne se trouve plus au centre du plan de Fourier, l'ordre 1 est quasiment au centre, et l'ordre -1 n'est plus collecté (cf fig ??). L'ordre 2 peut maintenant être collecté (mais par l'ordre -2) ce qui n'était pas possible avec l'ouverture numérique de l'objectif en champ clair.

Les interférences entre l'ordre 0,1 et -1 qui conduisent d'habitude à un faible contraste (cf éclairage en champ clair), sont ici modifiées. Cela donne un aspect pseudo-3D à l'image.

Travail expérimental

- Placer comme échantillon des fibres synthétiques ou du coton dans du vernis à ongle.
- Utiliser l'objectif $\times 10$ d'ouverture numérique
- Faire un champ noir.
- Remplacer le cache de champ noir, par un cache pour l'éclairage oblique (cf fig ??).
- Prendre quelques images de l'échantillon.
- Vérifier que lorsque vous tournez le cache, vous change l'angle d'incidence de la lumière sur l'échantillon ce qui change la position des faces ombrées et celles illuminées.
- Etudier enfin des cristaux de sel en champ oblique, et essayer d'obtenir des images qui montrent que les cristaux ont une épaisseur plus grande que la profondeur de champ du microscope.

5.16 Microscopie en polarisation

Il existe beaucoup d'autre technique de microscopie permettant d'obtenir un contraste permettant de visualiser et d'étudier un échantillon. A partir du moment où l'échantillon modifie la lumière alors on peut utiliser cette modification comme source de contraste.

Nous allons ici étudier des cristaux grâce à leur biréfringence. Ces matériaux anistropes ont deux (voire trois) indices optiques différents et modifie la polarisation de la lumière incidente.

34. The apparent three-dimensional effect afforded by oblique illumination techniques does not represent the actual specimen geometry or topography, and should not be employed to conduct measurements of specimen dimensions.

Travail expérimental

- Placer quelques cristaux de vanilline sur une lame de microscope et les faire fondre en plaçant la lame sur une plaque chauffante (température de fusion de 81 °C).
- Sans vous brûler, récupérer la lame et placer une lamelle sur les cristaux fondus. Ces cristaux vont se reformer une fois la température retombée en dessous de la température de fusion. Il y a de plus à un retard à la solidification qui fait que la cristallisation ne démarre que quelques minutes après avoir fait fondre les cristaux, ce qui vous laisse du temps pour préparer l'échantillon.
- Placer un polariseur sur le condenseur et un deuxième, croisé avec le premier, dans la distance de tube, par exemple sur le prisme de réflexion.
- Observer au $\times 10$ d'ouverture numérique, voire au $\times 40$ d'ouverture numérique la recristallisation de la vanilline.

Travail pour le compte-rendu

- Expliquer pourquoi l'observation se fait sur champ noir alors que l'éclairage est de type "champ blanc".

Cristaux de Vaniline

Bibliographie

B.E.A. Saleh and M.C. Teich. *Fundamentals of Photonics*. Wiley Series in Pure and Applied Optics. Wiley, 2007. ISBN 9780471358329.

R-J. Champeau, R Carpentier, and Ivan Lorgeré. *Ondes lumineuses, Propagation, optique de Fourier, cohérence*. de Boeck, 2009. ISBN 978-2-8041-5889-7.

D.B. Murphy and M.W. Davidson. *Fundamentals of Light Microscopy and Electronic Imaging*. Wiley, 2012. ISBN 9781118382912. URL <https://books.google.fr/books?id=e2PNx8w1MqQC>.