

Anneaux d'égales inclinaison

On appelle **ordre d'interférence** le rapport $p = \Delta/\lambda$.

Si p est entier il y a interférence constructive, on obtient un anneau brillant. Au foyer F de la lentille, $i = 0$ et $p_0 = 2e/\lambda$.

Au point M quelconque du plan focal : $p = 2e\cos(i)/\lambda$.

Si l'angle d'incidence i est faible, $\cos(i) \approx 1 - i^2/2$. On en déduit le nombre d'anneaux brillants q entre F et M :

$$q = p - p_0 = 2e/\lambda(\cos(i) - 1) \approx -ei^2/\lambda \approx -eMF^2/\lambda/f'^2 \quad (1.9)$$

- Plus e est grand, plus il y a d'anneaux brillants entre M et F, et donc plus ces anneaux sont resserrés.
- Lorsque e diminue, les anneaux semblent "sortir" du centre de la figure d'interférence. Si on suit l'anneau "p", si e diminue, il faut que MF augmente.
- Si $e = 0$, il n'y a plus qu'un seul anneau (MF est infini), l'éclairement est pratiquement uniforme : c'est la **teinte plate**.

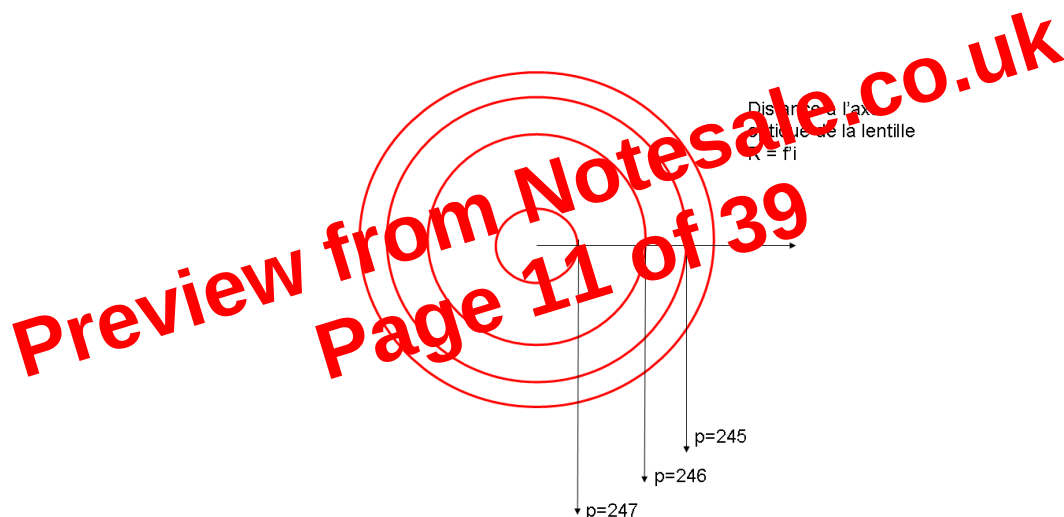


FIGURE 1.6 – Franges d'interférence observées dans le plan focal de la lentille.

Figure d'interférences en coin d'air

Quand les miroirs M_1 et M_2 de l'interféromètre de Michelson ne sont pas parfaitement orthogonaux, M'_1 et M_2 forment un coin d'air (Figure 1.7).

Les deux miroirs non parallèles forment un tout petit angle $\hat{A}$ (Figure 1.8). Les rayons réfléchis sur les deux miroirs se rencontrent en P où l'interférence se produit. L'angle i est supposé également faible. La différence de marche entre les rayons est alors : $\Delta =$

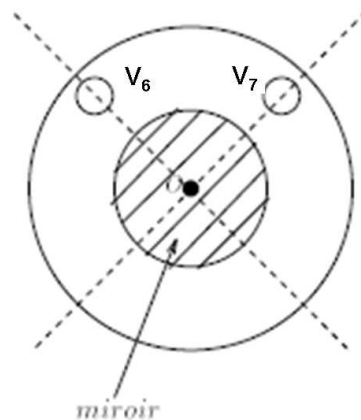


FIGURE 1.13 – Optomécanique du miroir M1.

- a) Si on veut faire basculer le miroir vers l'avant (comme on le verra ci-dessous avec V4) il faut tourner V6 et V7 de la même quantité. Si on veut le faire basculer de droite à gauche, il faut visser un peu V6 et dévisser un peu V7 (l'action sur la vis V6 seule fait basculer autour de l'axe (C-V7) ce qui n'est pas le but recherché).
- b) En interférométrie les réglages se font à la fraction de micromètre près ; cela veut dire qu'il va falloir tourner les vis délicatement. Le miroir M1 est donc un miroir de réglage grossier.

Le miroir "arrière" M2 est monté sur une rotule (sphère) qui lui permet de pivoter autour du point O. Deux languettes, qui sont des lames de ressort, sont placées à angle droit. Deux vis V4 et V5 vont venir forcer la cambrure de ces ressorts.

Si on agit sur V4 le miroir bascule d'avant en arrière. Si on agit sur V5, le pivotement se fait de droite à gauche. Ici l'effort est transmis par la courbure des ressorts, il y a donc démultiplication. Le miroir "arrière" M2 est donc un miroir de réglage fin.

La lame séparatrice Sp est montée à 45° de l'axe du système. Pour réaliser une séparatrice on utilise une lame de verre sur laquelle on a déposé une fine couche d'argent ou d'aluminium (l'épaisseur permet de régler la réflectivité). L'appareil n'est alors plus symétrique car le rayon réfléchi traverse 1 fois la lame alors que le rayon transmis la traverse 3 fois. Ceci veut dire que si les miroirs sont placés à égales distances de la séparatrice la différence de marche n'est pas nulle.

En principe ce n'est pas gênant (il suffit de reculer M1), mais malheureusement l'indice d'un verre dépend de la longueur d'onde. Même avec des verres très peu dispersifs, la différence de marche n'est pas la même pour toutes les longueurs d'onde. C'est pourquoi il existe une lame dite "compensatrice" qu'il faut régler. C'est une lame identique à

- Enregistrer un interférogamme sur un temps suffisamment long pour voir un ou deux battements.
- A partir de l'interférogamme enregistré, déterminer $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$.

Profil spectral d'une raie

On remplace le filtre orange par un filtre vert permettant de sélectionner la raie que le mercure émet à 546,1 nm. La raie a un certain profil spectral et une certaine largeur à mi-hauteur que l'on souhaite déterminer. Le contraste des franges doit décroître avec la différence de marche Δ mais il le fait très lentement.

- Amener manuellement le Michelson à $\Delta = 0, 1, 2, 3, \dots \text{mm}$.
- Pour chaque valeur de Δ , enregistrer un interférogamme sur une dizaine de franges. Vérifier de temps en temps que le réglage du Michelson se maintient (immobilité des anneaux quand on déplace rapidement la tête dans le plan d'observation).
- Mesurer pour chaque enregistrement la différence de tension entre un maximum et un minimum $C = V_{\max} - V_{\min}$. Celle-ci est proportionnelle au contraste des franges.
- Tracer la courbe $C = C(\Delta)$ et en déduire une estimation de la largeur de cohérence de la source (différence de marche Δ_c conduisant à une réduction de 1/e du contraste par rapport à $\Delta=0$).
- A l'aide de Matlab (voir ANNEXE 1), modéliser la série de points expérimentaux par une exponentielle puis par une gaussienne. Laquelle conduit au meilleur ajustement ?
- Le profil de la raie est-il gaussien ou lorentzien ?
- Donner la valeur numérique de la largeur spectrale $\delta\lambda$ en nm.

TP 2 : Polarisation

Sommaire

2.1 Polarisation de la lumière	21
2.1.1 Direction de polarisation	21
2.1.2 Lumière naturelle et lumière polarisée	22
2.1.3 Polariseurs-loi de Malus	23
2.1.4 Milieux anisotropes	25
2.1.5 Lames minces cristallines	25
2.2 Manipulations	29
2.2.1 Expériences préliminaires	29
2.2.2 Loi de Malus	29
2.2.3 lame demi-onde	29
2.2.4 Propriétés de la lame quart d'onde	29
2.2.5 Etude en lumière Blanche	31

2.1 Polarisation de la lumière

2.1.1 Direction de polarisation

La direction de polarisation est la direction de la vibration lumineuse. Dans un milieu matériel, c'est la direction du vecteur déplacement électrique $\mathbf{D}$. Si ce milieu est isotrope (eau, verre) ou dans le vide, ce vecteur est proportionnel au champ électrique $\mathbf{E}$: $\mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E}$ où le scalaire ϵ est la permittivité diélectrique du milieu. Dans un milieu anisotrope, ϵ dépend de la direction du champ électrique excitateur $\mathbf{E}$. La relation entre $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$ peut être exprimée par une relation tensorielle (une relation matricielle entre les composantes de ces deux champs).

$$\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad (2.1)$$

Dans ce cas, $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$ ne sont plus parallèles. La vibration lumineuse ainsi définie reste transversale : elle est toujours orthogonale à la direction de propagation de l'onde, définie par celle du vecteur d'onde $\mathbf{k}$.

La direction de propagation de l'énergie est la direction du vecteur de Poynting $\pi = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{\mu_0}$. Dans un milieu anisotrope, π n'est en général pas parallèle à la direction du vecteur d'onde : la direction de propagation de l'onde et la direction de propagation de l'énergie ne sont pas les mêmes.

$$\begin{aligned}\mathbf{D}_P &= D_0 \cos(kz - \omega t + \phi) \mathbf{e}_P \\ \mathbf{D}_A &= D_0 \cos(\alpha) \cos(kz - \omega t + \phi_y) \mathbf{e}_A\end{aligned}\quad (2.5)$$

L'intensité lumineuse est proportionnelle à la norme du vecteur de Poynting soit, en pratique, au carré du champ. Si I_0 est l'intensité de l'onde incidente, l'intensité sortant de l'analyseur sera :

$$I_A = I_0 \cos^2(\alpha) \quad (2.6)$$

Cette relation est la **loi de Malus**.

Pour une lumière non polarisée d'intensité I_0 l'intensité après l'analyseur est $I_A = I_0/2$.

2.1.4 Milieux anisotropes

Pour la propagation d'une onde plane dans un milieu anisotrope, on peut montrer qu'il existe toujours au moins un repère (OXYZ) dans lequel la matrice de ϵ est diagonale. Suivant ces trois directions principales, on définit alors les constantes diélectriques principales $\epsilon_1, \epsilon_2, \epsilon_3$ et les indices correspondants, $n_1 = \sqrt{\epsilon_1}, n_2 = \sqrt{\epsilon_2}, n_3 = \sqrt{\epsilon_3}$.

Dans ce repère le lien entre $\mathbf{D}$ et $\mathbf{E}$ est de la forme :

$$\mathbf{D} = n_1^2 E_x \mathbf{e}_x + n_2^2 E_y \mathbf{e}_y + n_3^2 E_z \mathbf{e}_z \quad (2.7)$$

On montre que pour une direction de propagation donnée $\mathbf{k}$, il existe deux directions de polarisation $\mathbf{D}'$ et $\mathbf{D}''$ perpendiculaires entre elles et perpendiculaires à la direction de propagation $\mathbf{k}$. A chacune d'elles correspond un indice n' et n'' . Ces deux directions de polarisation sont appelées **lignes neutres**. Si une onde arrive dans le milieu avec une polarisation suivant l'une de ces directions, la polarisation restera inchangée.

Les milieux anisotropes que nous allons utiliser sont des cristaux biréfringents. L'anisotropie optique est ici provoquée par la structure cristalline. Le cristal est qualifié d'uniaxe si les indices n_2 et n_3 sont égaux ($n_2 = n_3 = n_0$). L'indice de réfraction suivant la troisième direction de polarisation est $n_1 = n_e$. Ce dernier axe est appelé **axe optique du cristal**. n_0 est l'indice ordinaire tandis que n_e est l'indice extraordinaire.

2.1.5 Lames minces cristallines

les lames minces cristallines sont des lames taillées dans un cristal biréfringent. L'épaisseur de la lame est notée e . Comme nous l'avons indiqué la lame présente deux lignes neutres qui ne changent pas la polarisation d'une lumière incidente polarisée suivant cette direction. Si la lumière est polarisée de toute autre manière, la composante de champ suivant la ligne neutre D' (axe OX) et la ligne neutre D'' (OY) seront déphasées l'une par rapport à l'autre :

$$\phi = \frac{2\pi(n_e - n_0)e}{\lambda} \quad (2.8)$$

Considérons l'action d'une lame sur une vibration polarisée rectilignement, par exemple transmise par un polariseur P. On étudie sa propagation dans la lame en considérant les axes (OX) et (OY) parallèles aux lignes neutres. On suppose que l'onde arrive en

0.7000	1.0096
0.8000	1.0343
0.9000	0.8435
1.0000	0.6856
1.1000	0.6100
1.2000	0.5392
1.3000	0.3946
1.4000	0.3903
1.5000	0.5474
1.6000	0.3459];

Affichons d'abord les points expérimentaux :

```
t_exp = Data_exp(:,1);
y_exp = Data_exp(:,2);
figure(1);
plot(t_exp,y_exp,'+');
title('Points expérimentaux: y en fonction de t') ;
```

On souhaite modéliser cette évolution à l'aide de la fonction suivante (c'est un exemple !) :

$$y = f(t) = A \exp(-Bt) + Q \quad (\text{A.1})$$

où A, B et Q sont des paramètres que l'on va faire varier pour trouver le meilleur ajustement des points expérimentaux au sens des moindres carrés par une fonction de la forme $y = f(t)$. De manière lapidaire, on dit que l'on va faire un "fit" des points expérimentaux par la fonction f . En fait mathématiquement, on cherche A, B et Q tels que :

$$\epsilon = \sum_{i=1}^{n-1} (Y_{exp_i} - f(T_{exp_i}))^2 \quad (\text{A.2})$$

soit minimum. On commence par définir dans le programme matlab une fonction que retourne $y = f(t)$ si on lui donne t et A, B et Q.

```
F = @(paramf, tdata) paramf(1)*exp(-paramf(2)*tdata) + paramf(3);
```

Les paramètres A, B et Q sont passés à la fonction sous la forme d'un vecteur paramf tel que paramf(1)=A..., etc.

On va maintenant démarrer le processus de recherche du meilleur fit de la distribution de points.

On commence par initialiser la recherche des paramètres du fit :

```
paramf0 = [1 1 1 0];
```

On lance la recherche du meilleur fit. On utilise pour cela la fonction Matlab `lsqcurvefit` :

```
paramf_resultat = lsqcurvefit(F,paramf0,t_exp,y_exp);
```