

**UNIVERSITE DES SCIENCES ET DE LA TECHNOLOGIE
« HOUARI BOUMEDIENE » (U.S.T.H.B)**



FACULTE DE PHYSIQUE

**TRAVAUX PRATIQUES D'OPTIQUE
L3 S6**

***POLARISATION
INTERFERENCES
DIFFRACTION***

POLARISATION

- **Généralités**
- **Polarisation et polaroid**
- **Polarisation par réflexion vitreuse**

GENERALITES

1. Polarisation d'une lumière transversale

Une des conséquences des équations de Maxwell est qu'une onde électromagnétique plane et harmonique (**O.E.M.P.H**) est polarisée, c'est à dire que la vibration qu'elle transporte a une forme bien déterminée. Cette forme géométrique, décrite par son champ électrique, est elliptique dans le cas général et circulaire ou rectiligne dans des cas particuliers.

On peut aisément vérifier ce résultat en considérant une onde électromagnétique, plane et harmonique se propageant parallèlement à l'axe $O\bar{x}$ (vecteur d'onde $\vec{K} // \text{à } O\bar{x}$) d'un repère orthonormé. Le champ électrique \vec{E} de cette onde est donné par :

$$\vec{E} = \begin{bmatrix} E_x = 0 \\ E_y = a \cos(\omega t - Kx) \\ E_z = b \cos(\omega t - Kx + \varphi) \end{bmatrix}$$

L'élimination du terme de phase $(\omega t - Kx)$ conduit à l'équation :

$$(E_y / a)^2 + (E_z / b)^2 - 2(E_y E_z \cos \varphi) / ab = \sin^2 \varphi \quad (1)$$

Cette dernière n'est autre que l'équation d'une ellipse inscrite dans un rectangle de cotés $2a$ et $2b$ (figure 1a). La polarisation est alors elliptique car l'extrémité du vecteur \vec{E} décrit une ellipse dans le plan d'onde.

Cependant pour des cas particuliers, la polarisation peut être circulaire ou rectiligne.

2. Polarisation circulaire

Dans le cas où $\varphi = (2k+1)\pi/2$ et $a = b$, l'équation (1) devient :

$$E_y^2 + E_z^2 = a^2 \quad (\text{équation d'un cercle}).$$

Les composantes E_y et E_z sont alors en quadrature de phase et la polarisation de l'onde est dite circulaire (figure 1b) car l'extrémité du vecteur \vec{E} décrit, dans la surface du plan d'onde, un cercle.

3. Polarisation rectiligne

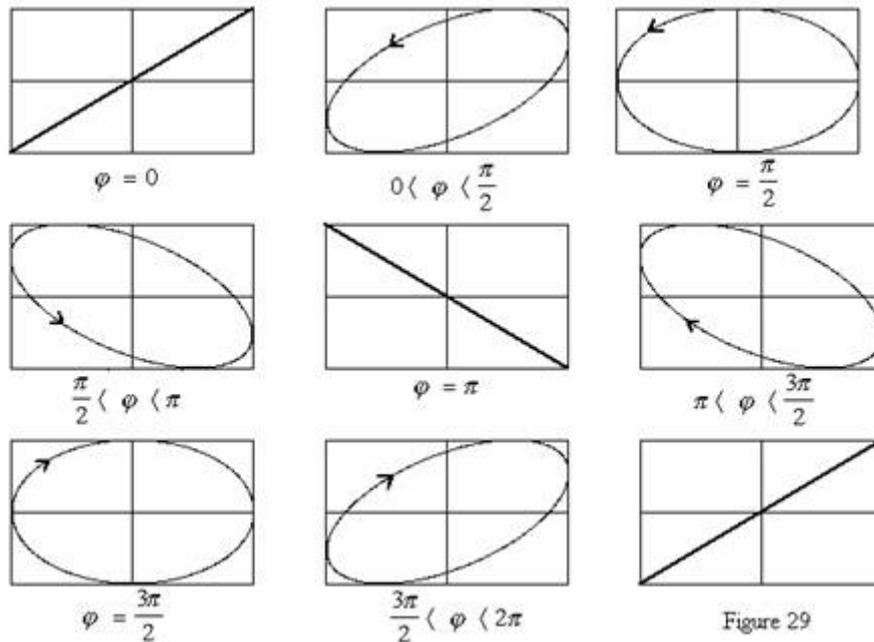
Lorsque $\varphi = k\pi$, l'équation (1) devient :

$$E_y = \pm a E_z / b \quad (+ \text{ si } k \text{ est pair et } - \text{ si } k \text{ impair})$$

La polarisation de l'onde sera alors rectiligne (figure 1c). E_y et E_z sont en phase (k pair) ou en opposition de phase (k impair).

****Finalement, nous pouvons résumer tout ce que nous avons vu jusqu'à maintenant par la figure suivante où nous avons :**

- La polarisation linéaire $\varphi = 0, \varphi = \pi$
- La polarisation linéaire partielle (n'est pas représentée)
- La polarisation elliptique gauche $0 < \varphi < \pi/2$ ou droite $\pi < \varphi < 3\pi/2$
- La polarisation elliptique partielle (n'est pas représentée)
- La polarisation circulaire gauche $\varphi = \pi/2$ ou droite $\varphi = 3\pi/2$
- La polarisation circulaire partielle (n'est pas représentée)



Différents types de polarisation de la lumière

Dans une première étape, on étudiera la polarisation par transmission d'une lumière émise par une lampe à incandescence à l'aide d'un Polaroid.

Dans une seconde étape, on s'intéressera à la polarisation par réflexion vitreuse sur une lame de verre.

POLARISATION ET POLAROID

1. Introduction

Les premières études sur la polarisation réalisées en 1817 par Fresnel et Arago avaient pour but de montrer que les ondes lumineuses ont une nature transversale (vibrations des champs électrique et magnétique perpendiculaires à la direction de propagation $\vec{K}/K = \vec{u}$).

Le problème était d'autant plus compliqué que les sources ordinaires de lumière visibles sont constituées d'atomes (ou de molécules) qui oscillent indépendamment les uns des autres. Ces sources émettent alors, dans une direction donnée, des vibrations sans relation de phase les unes par rapport aux autres. La lumière émise par ces sources est ainsi non polarisée bien qu'elle soit toujours transversale (lumière naturelle).

Pour polariser cette lumière, on utilise certaines lames appelées 'Polaroïds'. Ces lames ne transmettent qu'une composante du champ selon l'axe de transmission du Polaroid. Les autres composantes sont entièrement absorbées par la lame (Dichroïsme) (Fig.1).

On réalise ces polariseurs en encastrant des molécules à grande chaîne dans un film plastique qu'on étire de manière à aligner les molécules parallèlement les unes par rapport aux autres, ce qui définit la direction de transmission du polariseur.

L'axe de transmission du Polaroid est perpendiculaire au plan de la figure 1. Seules les composantes (●) du champ sont transmises.

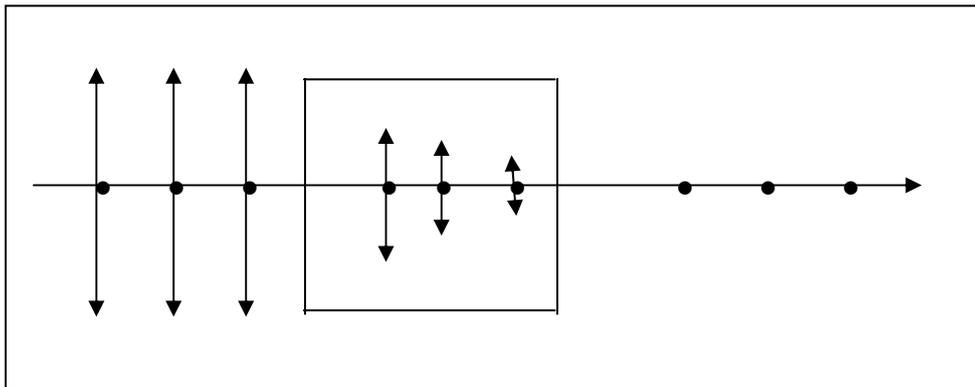


Figure 1 : Transmission d'un Polaroid

2. Préparation

Deux ondes électromagnétiques, planes et harmoniques se propageant parallèlement à l'axe $O\bar{x}$ (vecteur d'onde $\vec{K} // O\bar{x}$) d'un repère orthonormé. Les champs électriques \vec{E}_1 et \vec{E}_2 sont donnés par :

$$\vec{E}_1 = \begin{bmatrix} E_x = 0 \\ E_y = a \cos(\omega t - kx) \\ E_z = b \cos(\omega t - Kx + \varphi) \end{bmatrix} \quad \vec{E}'_2 = \begin{bmatrix} E'_x = 0 \\ E'_y = a' \cos(\omega t - kx) \\ E'_z = b' \cos(\omega t - Kx + \varphi) \end{bmatrix}$$

Déterminer la nature de la polarisation de ces deux ondes et de leur résultante décrite par son champ $\vec{E}_t = \vec{E}_1 + \vec{E}'_2$.

3. Manipulation:

a- Vérification expérimentale :

1-Réaliser le montage de la figure 2.

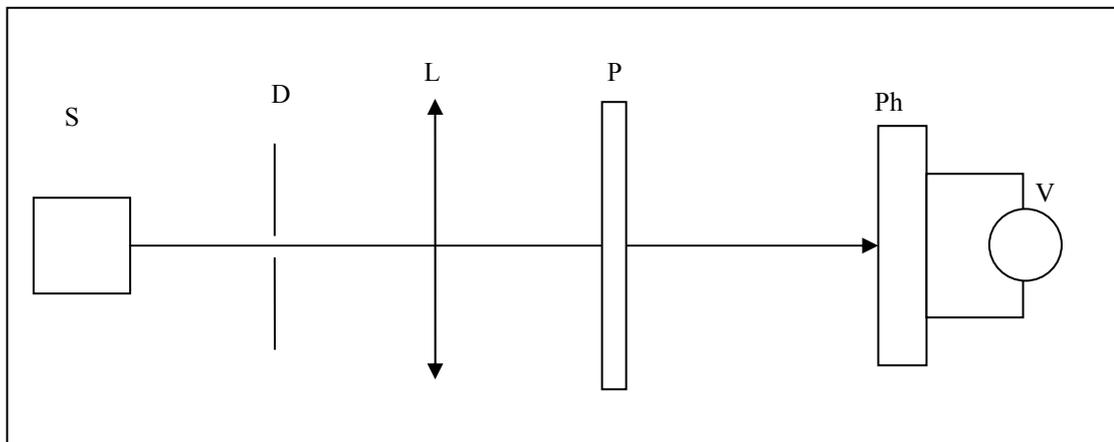


Figure 2

S : Source lumineuse (Lampe blanche ou laser)

D : Diaphragme

L : Lentille convergente ($f = +30$ cm)

P : Polariseur

Ph : Photopile (On admettra que la tension mesurée à ses bornes est proportionnelle à la puissance lumineuse qu'elle reçoit)

V : voltmètre.

2- En utilisant la lanterne comme source de lumière et en intercalant le polariseur P entre L et Ph, expliquez

er pourquoi le signal délivré par la photopile diminue. Qu'observe-t-on si on fait tourner le polariseur autour de son axe de symétrie ? Justifier la réponse

Le Polaroid n'étant pas parfaitement transparent, déterminer alors son coefficient de transmission T_p ?

3- Remplacer la lanterne par le laser 1 puis par le laser 2. Observe-t-on le même phénomène qu'en 1. ? Déterminer alors la nature de la polarisation de ces deux sources. Justifier la réponse.

b- Analyse de la lumière polarisée.

Le Polaroid qui sert à polariser la lumière émise par la source sera appelé dans ce qui suit '*polariseur P*'. La lumière ainsi polarisée sera alors analysée par un second Polaroid appelé '*Analyseur A*'. L'angle formé par les axes de *P* et *A* est noté par φ .

1- Réaliser le montage de la figure 3 en utilisant la lanterne comme source de lumière.

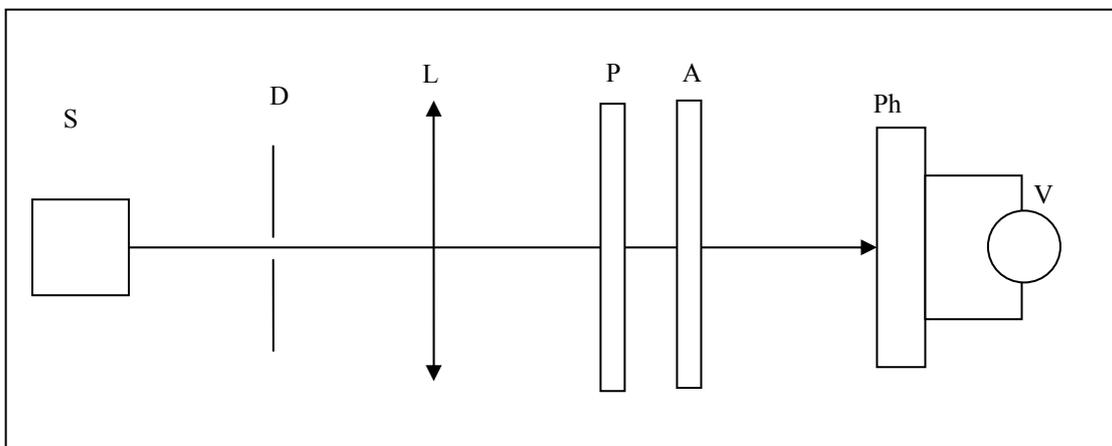


Figure 3

2- En faisant varier l'angle φ entre $(-\pi/2)$ et $(+\pi/2)$, relever la valeur de la tension aux bornes de la photopile.

3- Tracer $V/V_m = f(\cos^2 \varphi)$, V_m étant la tension maximale observée. La loi de Malus est-elle vérifiée ?

POLARISATION PAR REFLEXION VITREUSE

1. Introduction :

On considère un faisceau de lumière arrivant sous une incidence θ_i sur la surface plane (Σ) d'une lame de verre d'indice n . Ce faisceau subit alors une réflexion sous un angle $\theta_r = \theta_i$ et une réfraction sous l'angle θ_t toutes deux dans le même plan (Π). On appellera $|\vec{E}|$ l'amplitude du champ électrique associé à l'une des ondes. \vec{E} peut être alors décomposé parallèlement et perpendiculairement au plan d'incidence (Π) : $\vec{E} = \vec{E}_{//} + \vec{E}_{\perp}$ (figure 1).

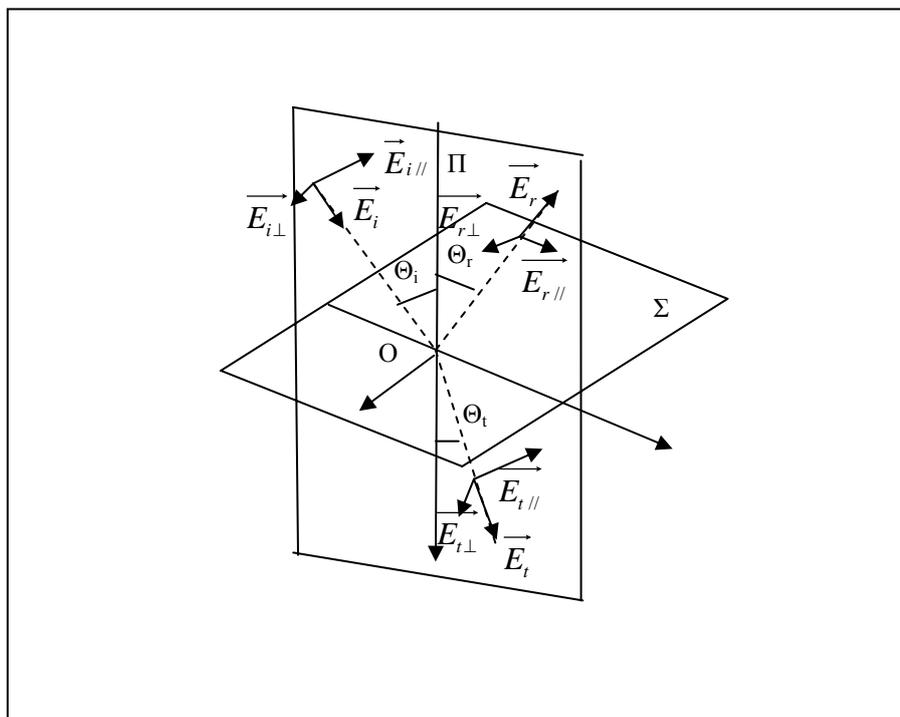


Figure 1 : réflexion et réfraction par une lame de verre

2. Préparation

On suppose que l'onde incidente sur un dioptre séparant 2 milieux d'indice n_1 et n_2 est une O.E.M.P.H. En utilisant les équations de Maxwell et les conditions de passage du champ électromagnétique entre les deux milieux non absorbants, montrer

$$R_{\perp} = \frac{(E_{0r})_{\perp}^2}{(E_{0i})_{\perp}^2} = \frac{\sin^2(\theta_i - \theta_t)}{\sin^2(\theta_i + \theta_t)}$$

$$R_{//} = \frac{(E_{or})_{//}^2}{(E_{oi})_{//}^2} = \frac{\text{tg}^2(\theta_i - \theta_t)}{\text{tg}^2(\theta_i + \theta_t)}$$

$R_{//}$ et R_{\perp} sont les coefficients de réflexion quand le champ électrique incident est respectivement parallèle et perpendiculaire au plan d'incidence. Ces coefficients mesurent le rapport de la puissance de la lumière réfléchiée à celle de la lumière incidente. On représente sur la figure 2 l'évolution de $R_{//}$ et de R_{\perp} en fonction de l'angle d'incidence θ_i dans le cas où $n_1(\text{air}) = 1$ et $n_2(\text{verre}) = 1,51$. On constate alors que $R_{//} \leq R_{\perp}$. On en déduit donc que pour $\theta_i \neq 0$ et $\theta_i \neq \pi/2$, la lumière réfléchiée par la lame renferme plus de vibrations perpendiculaires que parallèles (lumière partiellement polarisée).

D'autres parts, le coefficient $R_{//}$ est nul pour une valeur θ_{iB} de l'angle d'incidence θ_i définie par $\text{tg} \theta_{iB} = n$. Dans ce cas, la lumière réfléchiée ne contient que des vibrations perpendiculaires au plan d'incidence (Π) et la polarisation est alors rectiligne. L'angle θ_{iB} est appelé angle de Brewster.

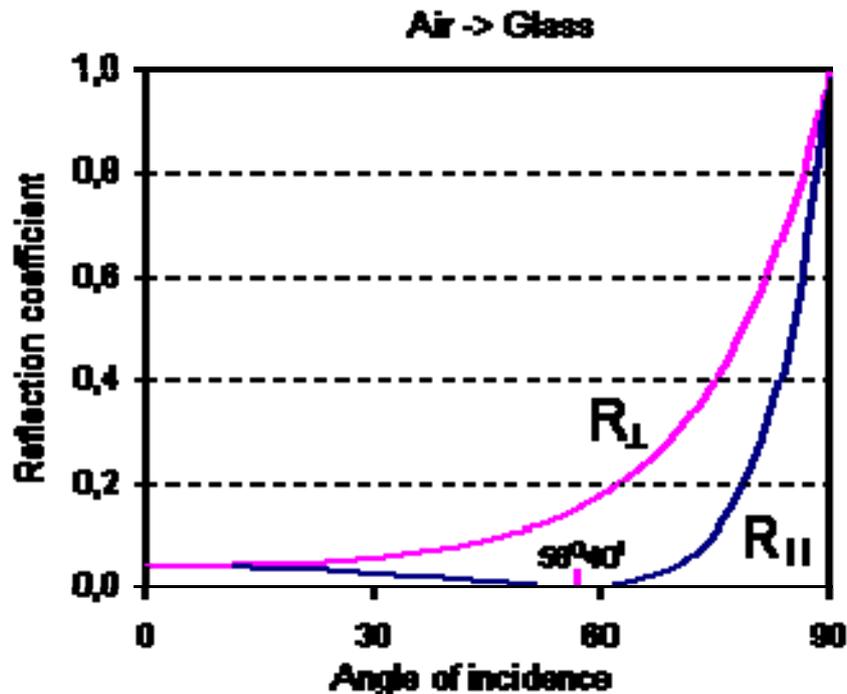


Figure 2

- Peut-on polariser une lumière naturelle par transmission ?
- Que devient la courbe de la figure 2 dans le cas d'une réflexion verre-air ? Peut-on alors polariser une lumière naturelle avec une telle réflexion ?

3. Manipulation

- Réaliser le montage de la figure 3 en utilisant la lanterne comme source de lumière.
- Constater à l'aide du polariseur (P) que la lumière réfléchi est partiellement polarisée pour un angle d'incidence quelconque.
- Faire varier l'angle θ_i et vérifier que pour une certaine valeur θ_{iB} que l'on déterminera, la lumière réfléchi est totalement polarisée. Estimer cet angle et déduire l'indice de réfraction de la lame de verre. Qu'elle est la direction de la polarisation de l'onde réfléchi ?
- En notant par φ l'angle entre l'axe de transmission du polariseur et la direction du champ réfléchi, tracer V/V_m en faisant varier φ de 0 à $\pi/2$.

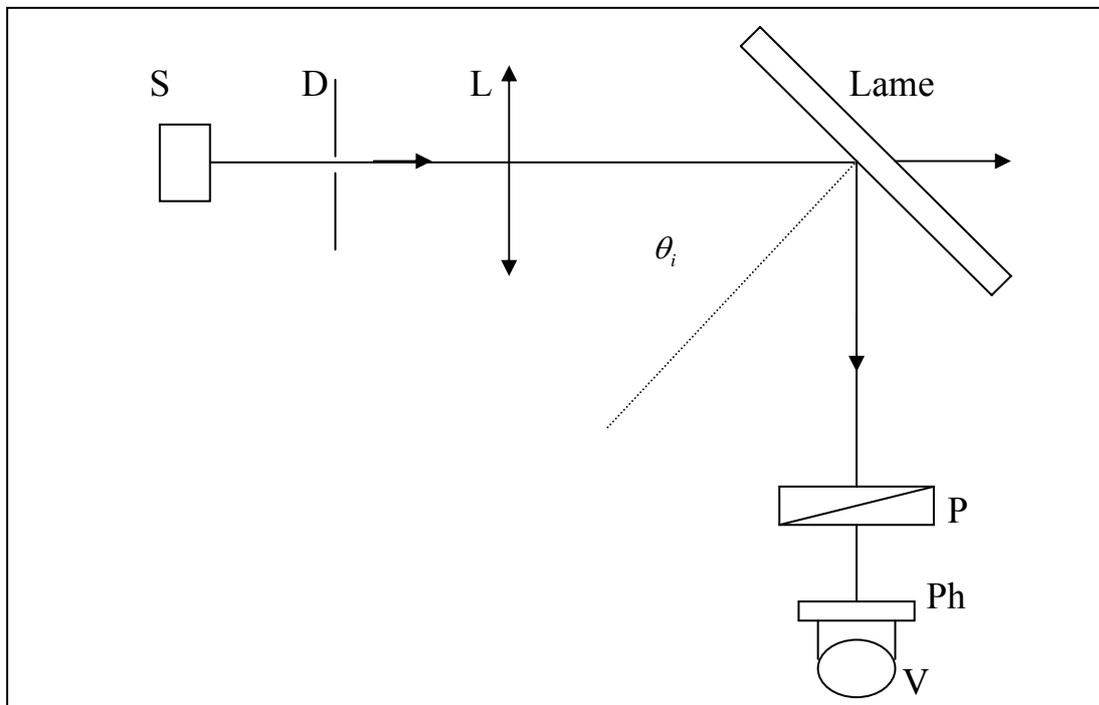


Figure 3 : Polarisation par réflexion vitreuse.

LES INTERFERENCES LUMINEUSES

- **Généralités**
- **Les Trous d'Young**
- **Le Bi-prisme de Fresnel**
- **Les Miroirs de Fresnel**
- **L'interféromètre de Michelson (I)**
- **L'interféromètre de Michelson (II)**

GENERALITES

Jusqu'à la fin du dix-huitième siècle, on a considéré la lumière comme un phénomène corpusculaire. Les rayons lumineux étant la trajectoire des corpuscules lumineux (théorie de Newton). Mais cette théorie ne peut expliquer les phénomènes d'interférences qui apparaissent quand on superpose, dans certaines conditions, deux faisceaux lumineux. On doit alors faire appel au caractère ondulatoire de la lumière.

Les interférences sont des phénomènes observables lorsque des vibrations cohérentes (déphasage constant dans le temps) et de même fréquence, portées par deux ondes, arrivent en un même point.

I - Composition de deux vibrations sinusoïdales

L'expression générale d'une onde est de la forme :

$$U = A \exp(i(\omega t - \varphi))$$

où A , ω et φ sont, respectivement, l'amplitude maximale, la pulsation et la phase de l'onde.

Soient alors deux ondes de même fréquence :

$$U_1 = A_1 \exp(i(\omega t - \varphi_1))$$

$$U_2 = A_2 \exp(i(\omega t - \varphi_2))$$

L'onde résultant de l'interférence (ou de superposition) de ces deux ondes est la somme de U_1 et de U_2 :

$$U = U_1 + U_2 = A_1 \exp(i(\omega t - \varphi_1)) + A_2 \exp(i(\omega t - \varphi_2)).$$

L'intensité lumineuse I est alors proportionnelle à $I = U U^*$ où U^* est le complexe conjugué de U :

$$I = U U^* = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$$

Le terme $2A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)$ est appelé **terme d'interférence**. Comme on le verra plus loin, c'est ce terme qui est responsable de l'obtention, dans une figure d'interférences, des franges brillantes et sombres.

Dans le cas où $A_1^2 = A_2^2 = I_0$ on a :

$$I = 2I_0 [1 + \cos(\Delta\varphi)] = 4I_0 \cos^2(\Delta\varphi / 2)$$

Avec $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = 2\pi\delta / \lambda$ où δ est la différence de marche et λ la longueur d'onde.

On remarque que I est maximale si $\Delta\varphi = 2p\pi$, ou encore si la différence de marche δ entre les deux ondes est telle que $\delta = p\lambda$ où p est un nombre entier appelé « ordre d'interférences ». De même I est minimale si $\Delta\varphi = (2p+1)\pi$, c'est-à-dire si $\delta = (2p+1)\lambda/2$.

Ainsi en un point M de l'écran d'observation, si δ est un multiple de la longueur d'onde λ , on a une frange brillante. Par contre si $\delta = (2p+1)\lambda/2$, on a une frange sombre. On observe donc sur l'écran, alternativement, des franges brillantes et sombres.

II – Cas de deux ondes incohérentes :

Si la moyenne au cours du temps d'interférences est nulle, l'intensité I de l'onde résultante se réduit alors à la somme des intensités des deux ondes séparément : $I = I_1 + I_2$

On observe alors sur l'écran un éclairage uniforme. Il n'y a pas dans ce cas d'interférences entre les deux ondes. Celles-ci sont dites incohérentes (il n'y a aucune relation de phase entre les deux ondes). Il faudrait donc, pour obtenir une figure d'interférences, que les ondes utilisées soient cohérentes.

III – Dispositifs d'interférences à deux ondes :

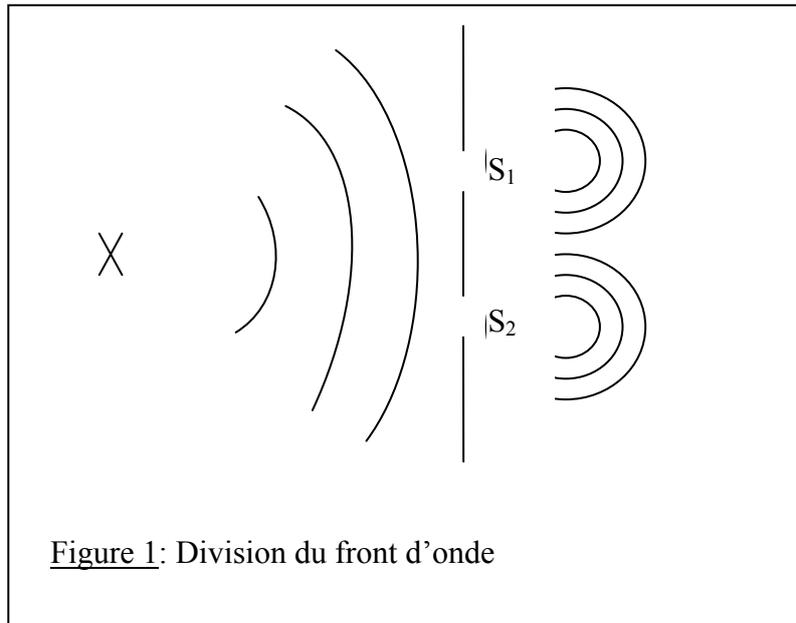
En pratique, il n'est pas possible d'avoir des sources lumineuses indépendantes et cohérentes entre elles (hormis les lasers). On a alors recours à des dispositifs qui divisent la lumière émise en deux. De tels dispositifs sont alors basés :

- *Soit sur la division du front d'onde (figure 1)*
- *Soit sur la division de l'amplitude (figure 2).*

Dans le premier cas, on isole deux parties d'une onde provenant d'une source S . On les fait ensuite se rencontrer pour qu'elles puissent interférer.

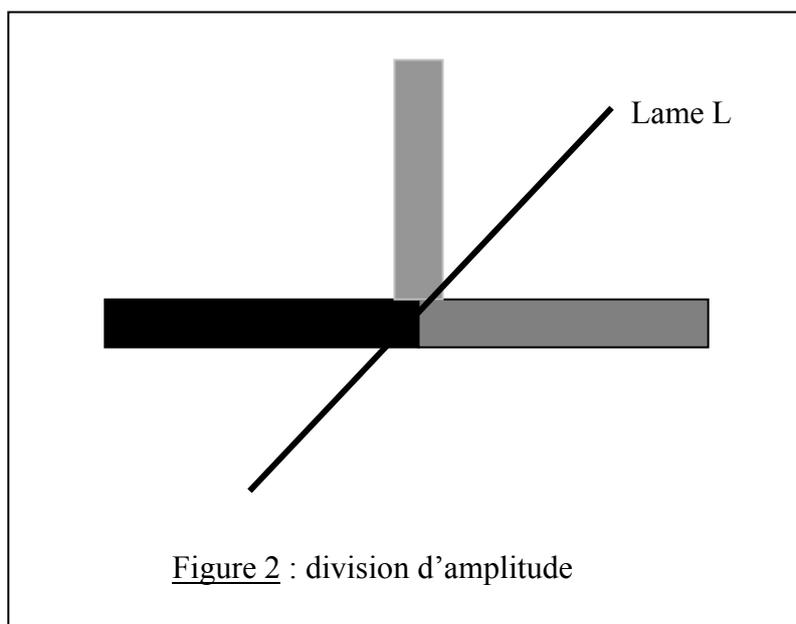
Parmi les nombreux dispositifs qui permettent alors la division du front d'onde, nous analyserons dans ce qui suit :

- 1. Les trous (fentes) d'Young.**
- 2. Les miroirs de Fresnel.**
- 3. Le biprisme de Fresnel**



Ces trois dispositifs, du point de vue figure d'interférences, se ramènent au cas de deux sources cohérentes S_1 et S_2 distantes de « a » et placées à une distance fixe de l'écran.

Dans le deuxième cas, une onde issue d'une source ponctuelle est séparée en une onde réfléchie et une onde transmise à l'aide d'une lame semi réfléchissante. L'onde réfléchie et l'onde transmise peuvent alors interférer si on les fait se rencontrer. Le mécanisme de division d'amplitude est mis en jeu dans les interférences produites par les lames minces isotropes. (voir interféromètre de Michelson, Anneaux de Newton).

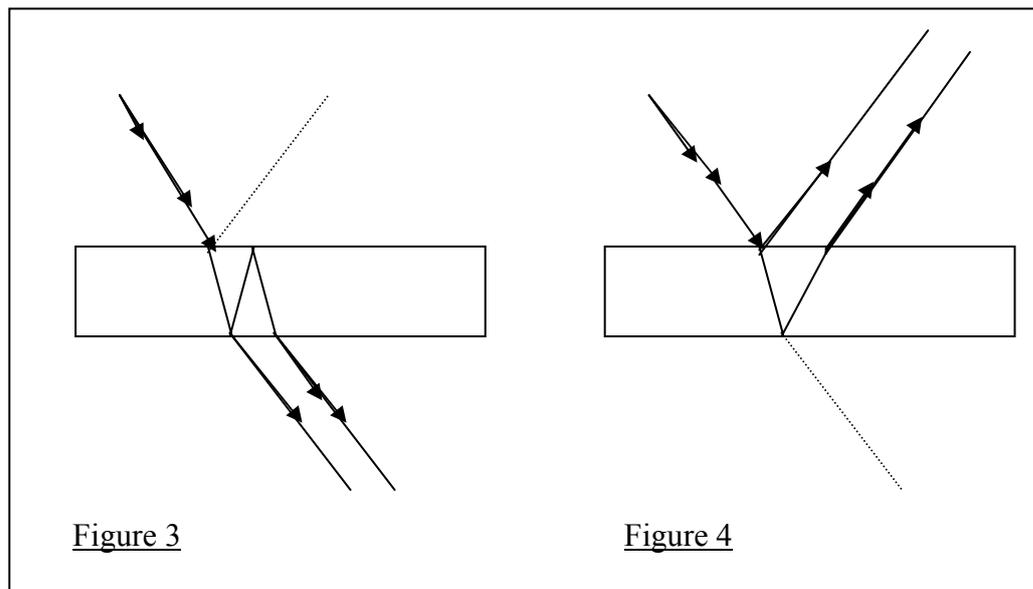


IV – Interférences produites par les lames minces :

Convenablement éclairée, une lame mince isotrope (à surfaces planes ou non planes) peut produire une figure d'interférences que ses faces soient parallèles ou non parallèles.

1. Cas d'une lame à faces parallèles :

Les franges sont obtenues en éclairage convergent et sont localisées à l'infini. L'observation se fait alors soit sur un écran éloigné, soit dans le plan focal d'une lentille disposée parallèlement à la lame. Cette observation peut se faire soit par transmission (figure 3) soit par réflexion (figure 4).



On montre que la différence de marche δ entre les deux faisceaux qui interfèrent est donnée par:

$$\delta = 2ne \cos r + m\lambda/2$$

où n est l'indice de la lame, e son épaisseur et r l'angle de réfraction.

m représente le nombre de réflexions que subit le rayon lumineux provenant d'un milieu d'indice n_1 et réfléchi sur un milieu d'indice n_2 supérieur à n_1 .

Puisque n et e sont constants, la différence de marche δ est constante pour un angle d'incidence i donné. Les franges qu'on observe sont alors appelées « franges d'égaux inclinaison » et se présentent sous la forme d'anneaux concentriques alternativement sombres et brillants.

2. Cas d'une lame à faces planes non parallèles :

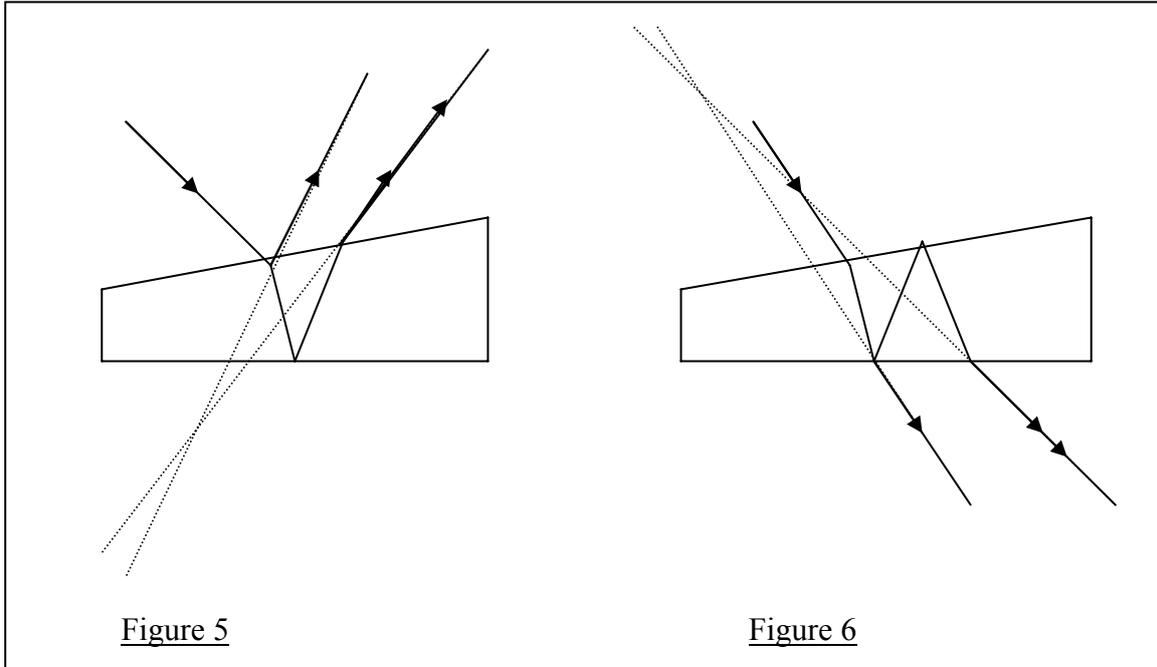
Les franges sont obtenues en éclairage parallèle et sont localisées sur la lame ou sur son voisinage, à l'intersection des faisceaux réfléchis (figure 5) ou transmis (figure 6).

Ici aussi, la différence de marche δ est donnée par :

$$\delta = 2ne \cos r + m\lambda/2$$

où e est l'épaisseur de la lame à l'endroit de la traversée.

Puisque n et r sont constants, la différence de marche δ est constante si e est constante. Les franges qu'on observe sont alors appelées « franges d'égales épaisseur » et se présentent sous la forme de franges linéaires alternativement sombres et brillantes.



3. Cas d'une lame à surface sphérique :

En posant une lentille de verre de grand rayon sur une lame de verre et en regardant à travers ce dispositif la lumière du soleil, on observe au lieu d'un disque brillant, des anneaux concentriques alternativement sombres et brillants, avec un petit cercle noir.

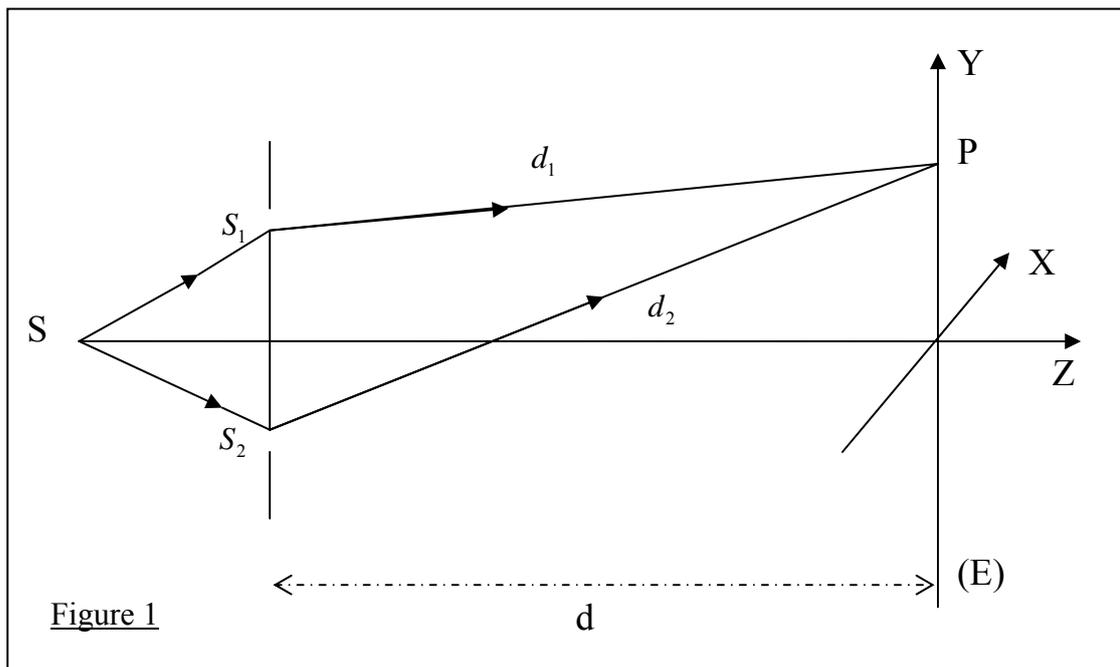
De telles franges données par la lame d'air, séparant une surface sphérique d'une surface plane (ou deux surfaces sphériques), sont appelées anneaux de Newton. Leur étude détaillée est présentée plus loin.

De même l'interféromètre de Michelson, présenté en dernière partie de ce T.P sur les interférences, est un appareil qui permet aussi bien l'observation des franges d'égale inclinaison que celle d'égale épaisseur.

LES TROUS D'YOUNG

I- Introduction :

Soit une source ponctuelle S éclairant deux fentes S_1 et S_2 séparées d'une distance « a », la source S étant équidistante de S_1 et S_2 . Celles-ci reçoivent deux ondes lumineuses en phase, et se comportent comme deux sources fictives réémettant de la lumière dans toutes les directions. On peut donc considérer les deux sources S_1 et S_2 comme étant cohérentes, donc susceptibles de produire des interférences sur un écran E d'observation placé à une distance d de S_1 et S_2 . Soient d_1 et d_2 respectivement, les distances de S_1 et S_2 à un point P de l'écran. On veut étudier l'état de l'onde résultante en P en se plaçant dans le cas où la distance $S_1S_2 = a$ est très petite devant d_1 et d_2 (voir figure 1).



Les ondes issues de S_1 et de S_2 sont sphériques. La vibration issue de $S_{1,2}$ arrivant en P est donnée par :

$$U_{1,2} = (A/d_{1,2}) \exp(-i2\pi d_{1,2} / \lambda)$$

L'amplitude de la vibration résultante en P est :

$$U = U_1 + U_2 = (A/d_1) \exp(-i2\pi d_1 / \lambda) + (A/d_2) \exp(-i2\pi d_2 / \lambda)$$

Or $S_1 S_2 = a \ll d_{1,2} = d$ (dans les termes d'amplitude), on a alors :

$$U = (A/d)[1 + \exp(-2i\pi(d_1 - d_2)/\lambda)]\exp(-i2\pi d/\lambda)$$

L'intensité I de l'onde résultante en P est proportionnelle à $I = U \cdot U^*$ où :

$$I = 2I_0[1 + \cos(2\pi\delta/\lambda)] \text{ avec } \delta = d_2 - d_1 \text{ et } I_0 = A^2/d^2$$

Pour tous les points de l'écran où $\delta = p\lambda$, l'interférence est constructive (intensité maximale). Par contre, pour $\delta = (2p+1)\lambda/2$, l'interférence est destructive (intensité minimale). On obtient donc, sur l'écran, une succession de franges brillantes et sombres.

Remarque : La frange centrale, définie par $\delta = 0$, correspondant à $y = 0$ ($p = 0$), est une frange brillante.

II - Préparation

- a- Montrer que la différence de marche $\delta = d_2 - d_1$ (cf. Fig.1) est donnée par :
$$\delta = ay/d$$
- b- On définit l'interfrange i comme étant la distance entre deux franges successives de même nature (brillantes ou sombres). Montrer alors que i est donnée par : $i = \lambda d/a$
- c- Dans le dispositif de la figure 1, de quelle distance se déplacerait la frange centrale du système d'interférences et que deviendrait l'expression de l'interfrange i dans les cas suivants :
 - On déplace $S_1 S_2$ perpendiculairement à l'axe OX d'une distance y_0 .
 - On incline $S_1 S_2$ d'un angle α par rapport à l'axe vertical.
 - On place devant S_2 une lame de verre d'épaisseur e et d'indice n .

III – Manipulation :

- a- Réaliser le montage de la figure 2. Ajuster convenablement les réglages optiques pour obtenir une figure d'interférences.
- b- Mesurer l'interfrange i et déterminer son incertitude Δi (pour augmenter la précision de la mesure, il est préférable de mesurer plusieurs inter-franges à la fois).
Pour cette mesure, utiliser la fente F_1 avec un écartement $a = 0.3$ mm. En déduire alors la longueur d'onde λ du laser et son incertitude $\Delta\lambda$.
- c- Pour les fentes F_2 et F_3 mesurer l'interfrange i et en déduire l'écartement « a » des sources S_1 et S_2 ainsi que l'incertitude Δa , on prendra $\lambda = 6328$ Å.
- d- En s'aidant du travail proposé dans la partie préparation, commenter les résultats trouvés.

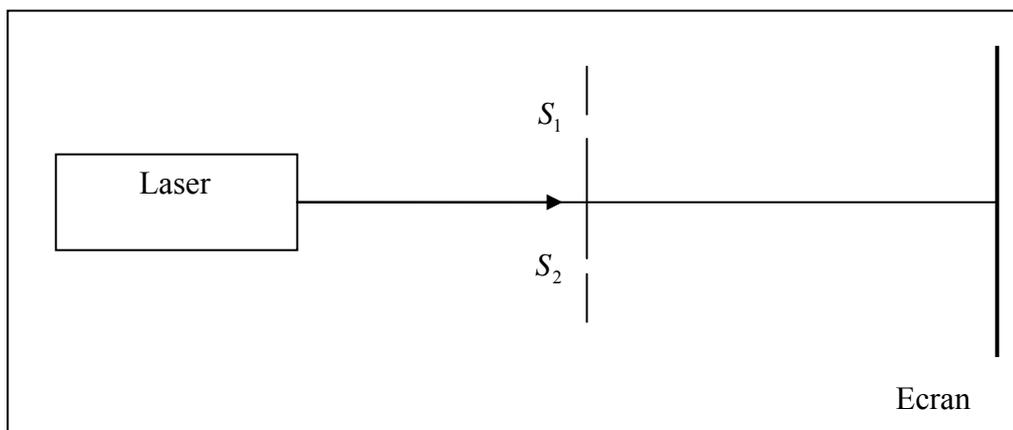


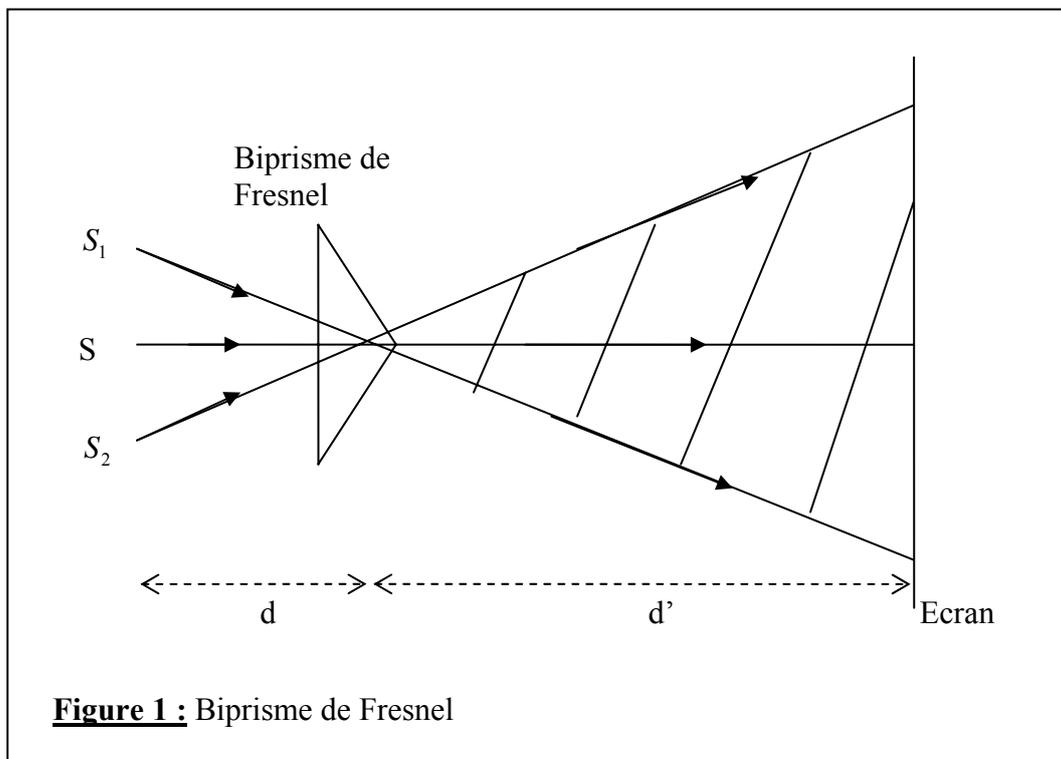
Figure 2

LE BIPRISME DE FRESNEL

I - Description :

Il est constitué de deux prismes identiques d'angle au sommet A, très petits, accolés par leurs bases.

Ce dispositif donne, de la source ponctuelle S, deux images S_1 et S_2 (Sources fictives permettant d'obtenir une figure d'interférences (Figure 1). C'est un dispositif analogue à celui des fentes de Young.



Si n est l'indice du prisme, d la distance de la source S au prisme, on montre alors que chaque rayon lumineux est dévié d'un angle D tel que :

$$D = (n - 1) A$$

Soit « a » l'écartement des sources S_1 et S_2 , on a : $S_1S_2 = a = 2Ad(n - 1) = 2Dd$

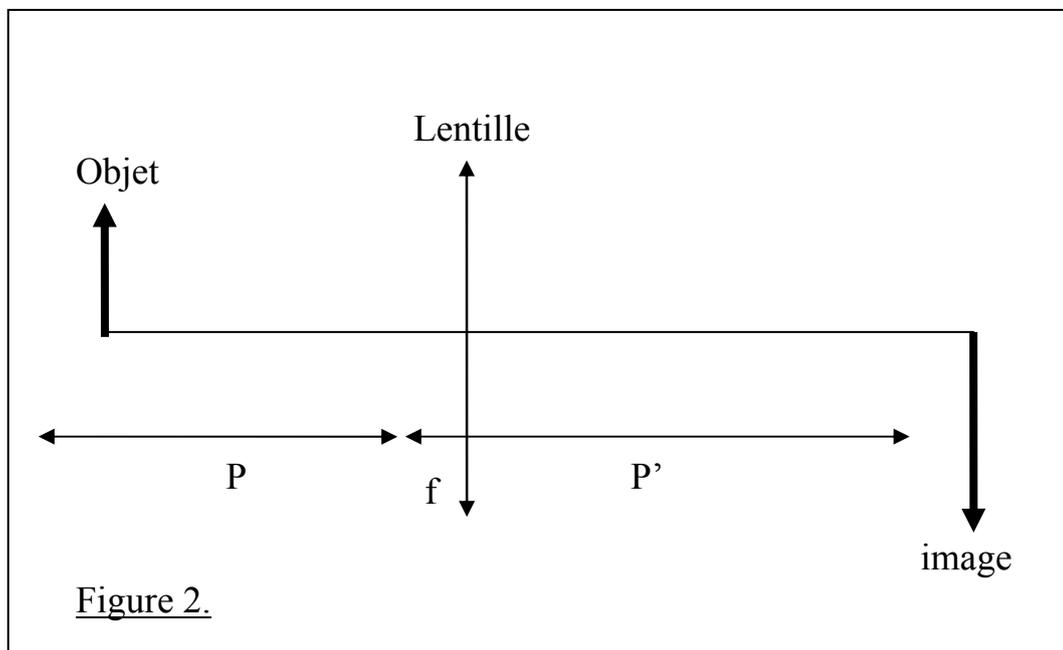
II- Préparation :

En ramenant le dispositif du biprisme de Fresnel à celui des trous d'Young, montrer que l'interfrange est donnée par :

$$i = (\lambda/2d)(1 + d'/d)$$

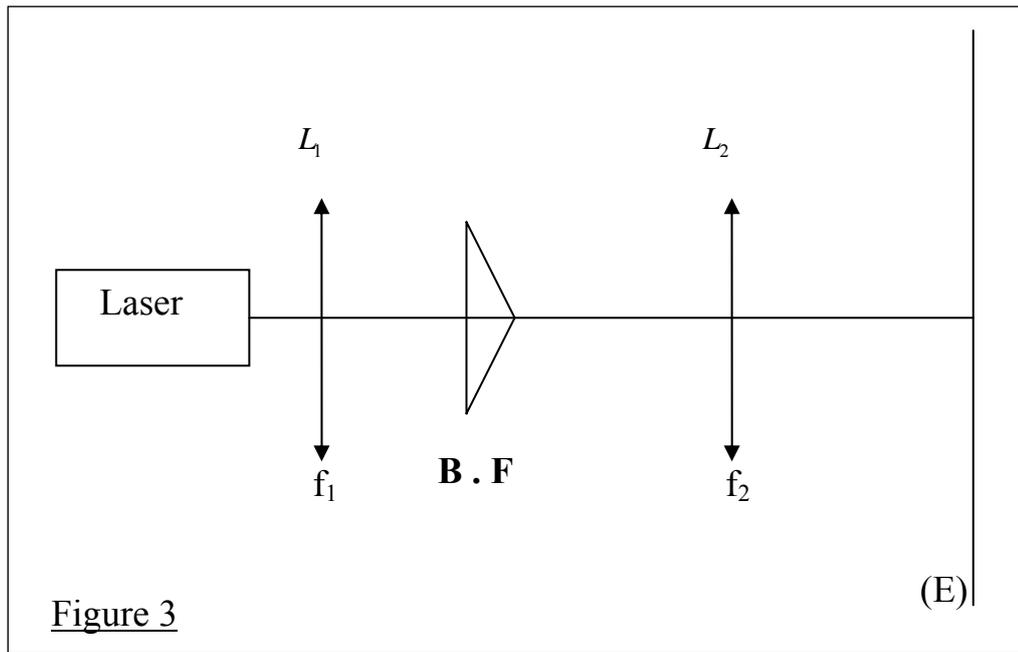
Remarques :

- On rappelle qu'une lentille de distance focale f placée à une distance p d'un objet (qui peut être une source lumineuse) donne de celui-ci une image située à une distance p' de la lentille telle que : $1/p' + 1/p = 1/f$
- L'interfrange mesurée sur l'écran est agrandie (ce n'est donc pas l'interfrange réelle). La relation qui lie, dans ce cas, l'interfrange i_g à l'interfrange i_r est donnée par : $i_g = Gi_r = i_r(p'-f)/f$ où G est le grandissement dû à la lentille de distance focale f (figure 2).



III – Manipulation :

- 1- Réaliser le montage de la figure 3. Ajuster les réglages optiques de manière à obtenir une figure d'interférences nette sur l'écran.
- 2- Mesurer l'interfrange i et son incertitude Δi .
- 3- La longueur d'onde du laser étant $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ et l'indice de réfraction du biprisme $n = 1.5$, en déduire l'angle au sommet A du biprisme ainsi que son incertitude ΔA .
- 4- Conclure.



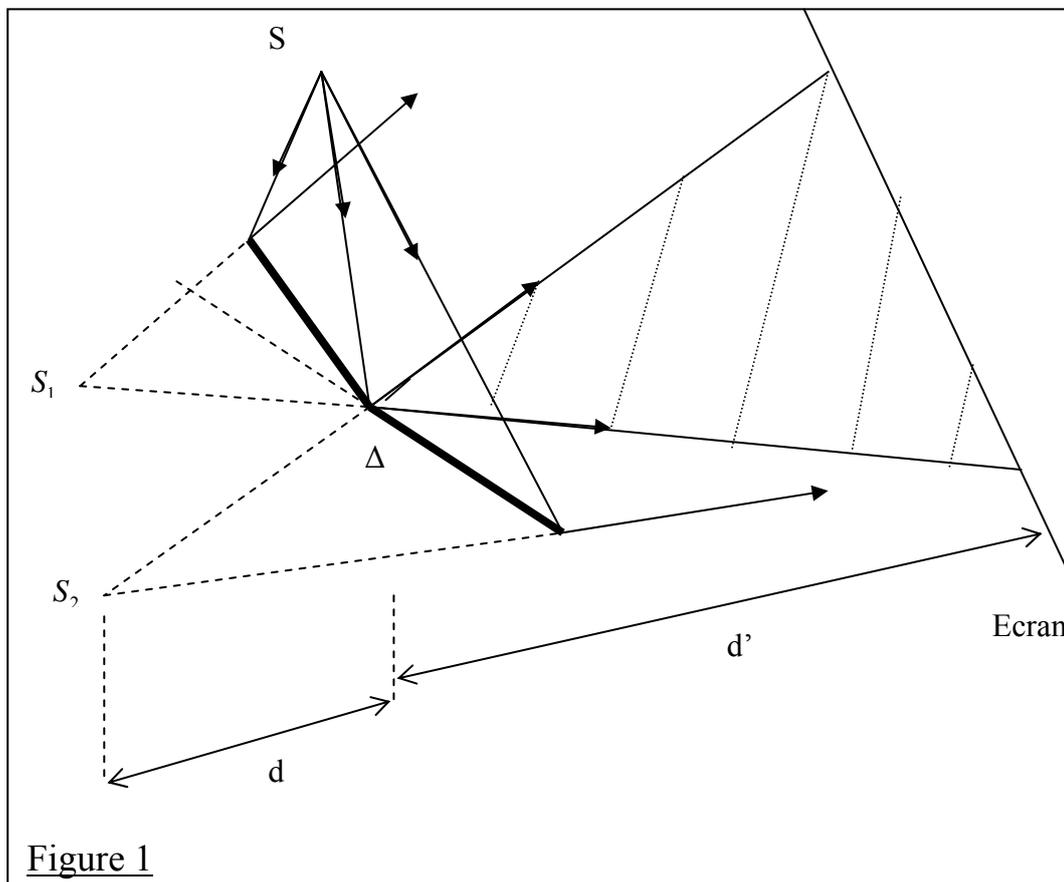
LES MIROIRS DE FRESNEL

I – Introduction :

Ce dispositif optique permet, en donnant d'une source ponctuelle S deux sources fictives S_1 et S_2 identiques, d'obtenir une figure d'interférences sur un écran d'observation. Les deux sources sont obtenues par réflexion des ondes issues de S sur deux miroirs M_1 et M_2 faisant entre eux un angle α (figure 1). Les images S_1 et S_2 de S dans les deux miroirs sont symétriques par rapport au plan de ces miroirs. Elles se déduisent l'une de l'autre par rotation d'un angle 2α autour de leur arête commune Δ .

On a donc : $\overline{S_1 S_2} = a \approx 2\alpha d$

Où d est la distance de S à (Δ .)



On remarque là aussi, que ce dispositif est analogue à celui des fentes de Young.

II – Préparation :

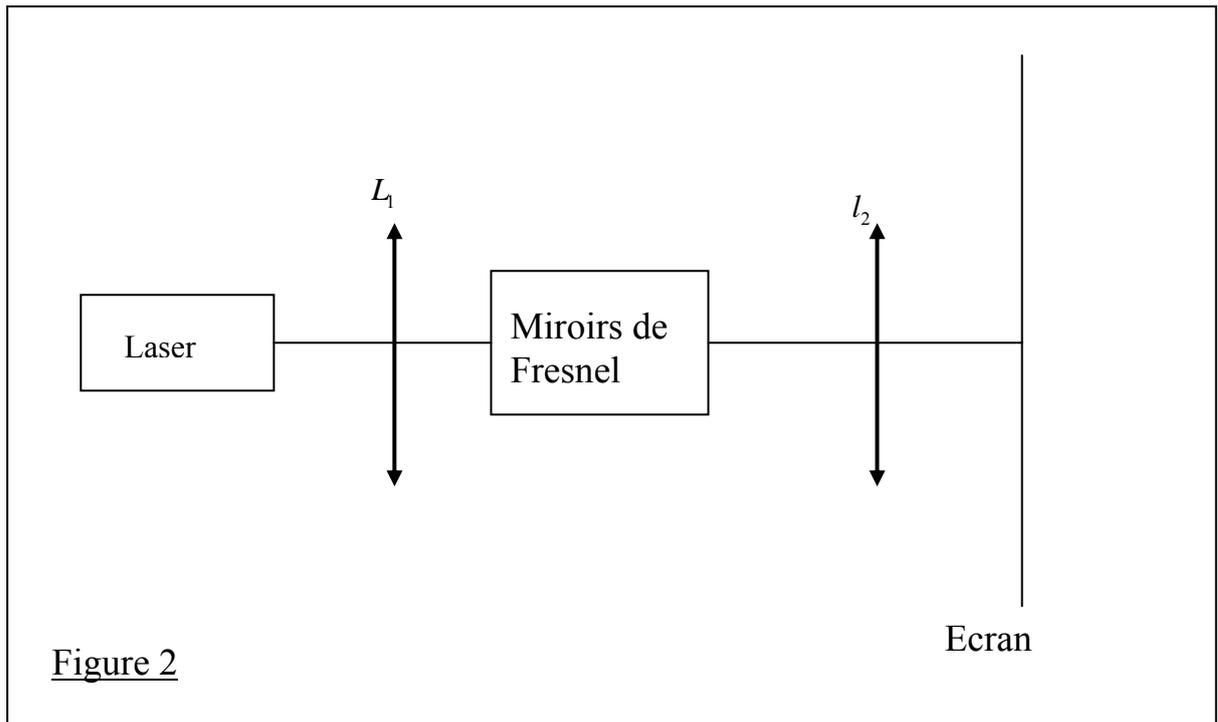
Montrer que l'interfrange i est donnée par :

$$i = \lambda(1 + d'/d)/2\alpha$$

Où d' est la distance de Δ au point d'observation P.

III – Manipulation :

- a- Réaliser le montage de la figure 2. Ajuster convenablement les réglages optiques de manière à obtenir une figure d'interférences sur l'écran.
- b- Mesurer l'interfrange i et son incertitude Δi .
- c- Sachant que $\lambda = 6328\text{\AA}$, déduire alors l'angle α entre les deux miroirs. Que vaut $\Delta\alpha$?
- d- Refaire les mêmes mesures pour deux autres valeurs de α . Comment varie l'interfrange i en fonction de α ?
- e- Conclure.



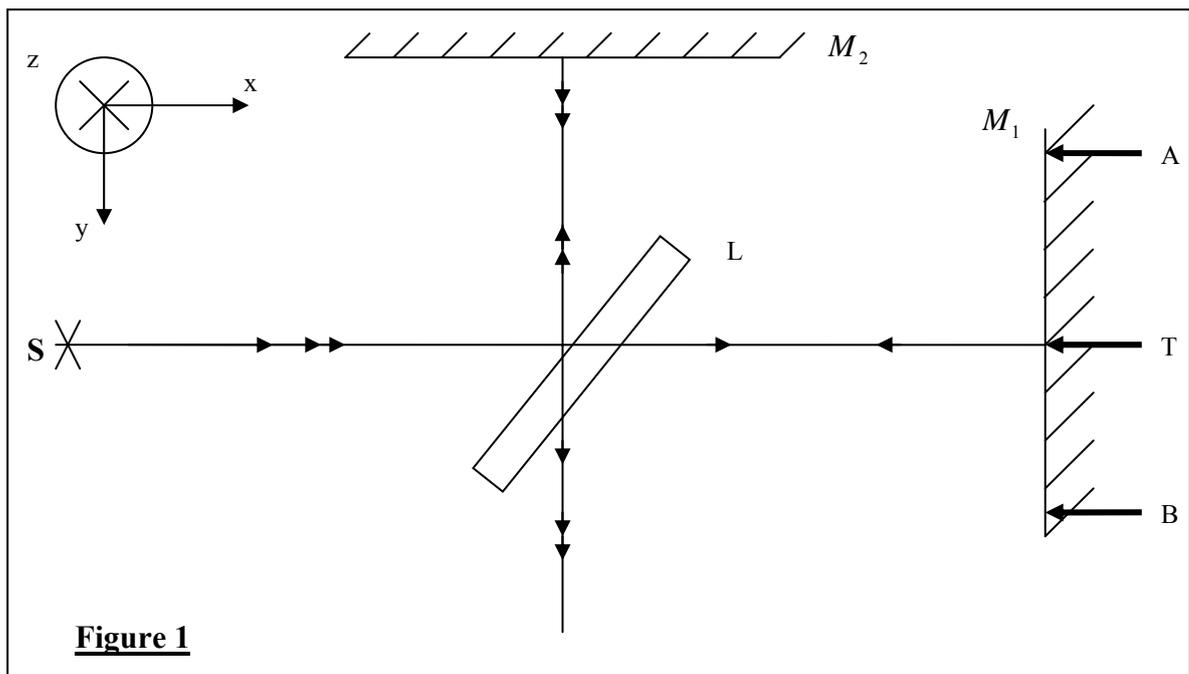
L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON (I)

I – Description

L'interféromètre de Michelson sous sa forme élémentaire (figure 1) est constitué de deux miroirs

M_1 et M_2 et d'une lame à faces parallèles (L) appelée séparatrice.

Habituellement le miroir M_2 est maintenu fixe, alors que le miroir M_1 peut être translaté parallèlement à lui-même suivant l'axe x. M_1 peut subir également des rotations autour de deux axes orthogonaux y et z contenus dans le plan du miroir. La lame séparatrice (L) est semi réfléchissante et inclinée à 45° par rapport au miroir fixe M_2 . Ce dispositif est éclairé par la source lumineuse S.



On appelle M'_1 l'image de M_1 par rapport à la lame séparatrice (L).

A la sortie de l'interféromètre les faisceaux lumineux émis par S semblent provenir de M_2 et M'_1 .

Comme le montre la figure 2, M'_1 peut être :

- Parallèle à M_2 . (a)
- Incliné par rapport à M_2 . (b)
- Confondu avec M_2 . (c)

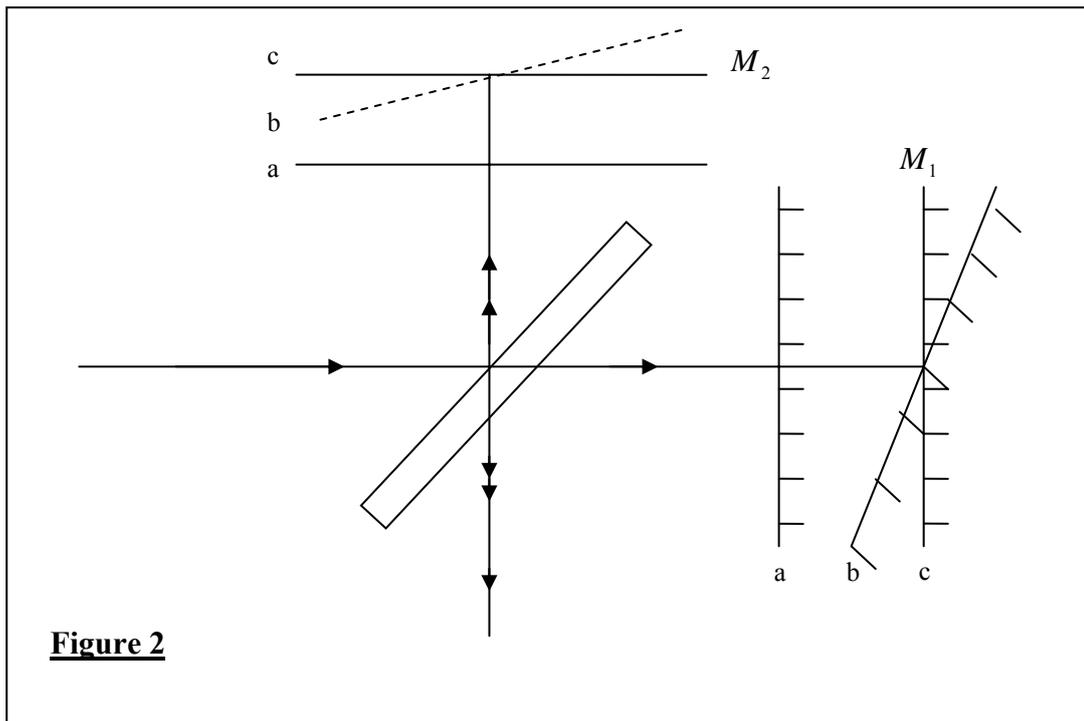


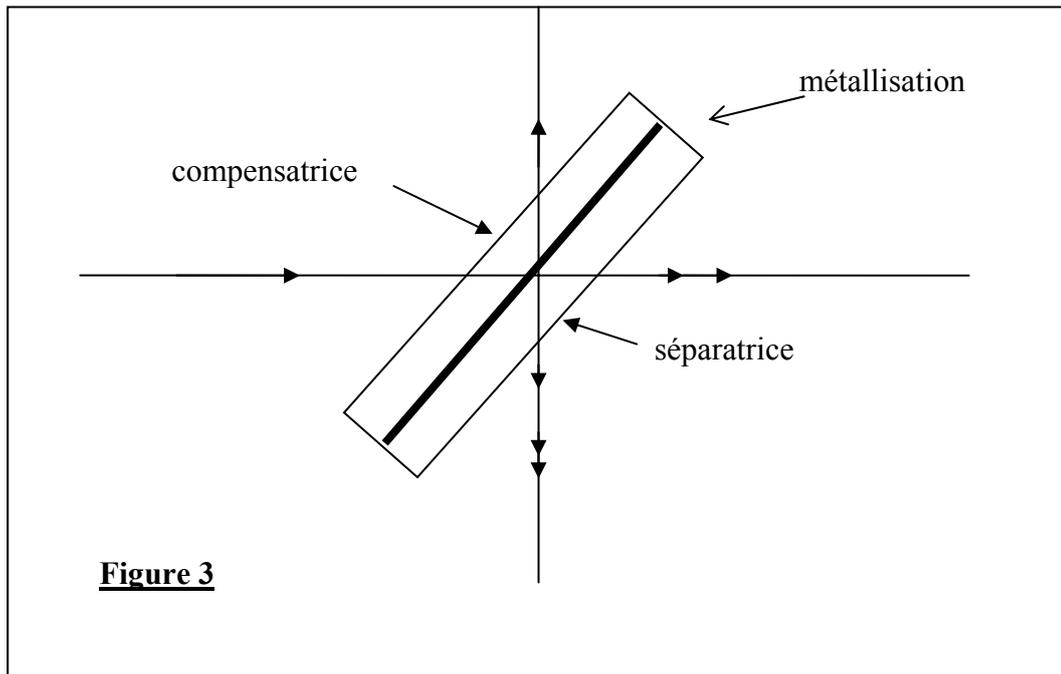
Figure 2

Ce qui fait que selon le position de M_1 , l'interféromètre permettra l'observation de franges d'égale inclinaison, analogue à celles produites par une lame à faces parallèles (position 'a' sur la figure) ou l'observation de franges d'égale épaisseur identiques à celles du coin d'air (position 'b' de la figure 2).

Question : Quelle sera la forme de la figure d'interférences lorsque M_1 est en position 'c' c'est-à-dire perpendiculaire à M_2 et les deux miroirs M_1 et M_2 équidistants de la séparatrice (L) ?

Remarques :

- La lame séparatrice semi-réfléchissante est obtenue à partir d'une lame de verre à faces parallèles recouverte d'une mince pellicule métallique sur une face.
- Pour que les faisceaux lumineux réfléchis par M_1 ou par M_2 ne présentent pas de différence due à la traversée de la séparatrice, il faudrait qu'ils traversent la lame (L) un même nombre de fois. Pour réaliser cela, on place du côté de la face métallisée, une seconde lame identique à la première (figure 3) et qui aura pour rôle de compenser la séparatrice. Ainsi les rayons lumineux réfléchis par M_1 ou par M_2 traverseront le même nombre de fois la lame (L) (quatre en tout) avant d'arriver à la sortie de l'interféromètre.
- Les rotations du miroir M_1 sont assurées par les vis A et B, alors que la translation est garantie par la vis micrométrique T (cette vis comprend 50 graduations, et un tour complet correspond à une translation de 0.5 mm).



II- Détermination de la longueur d'onde du laser He-Ne

a- Préparation :

Soit t le facteur de transmission d'une lame L , r le facteur de réflexion de la couche métallisée et R le coefficient de réflexion des miroirs M_1 et M_2 , montrer, schéma à l'appui, que les rayons qui interfèrent sortent de l'interféromètre avec la même amplitude.

En déplaçant le miroir M_1 par translation, on peut faire défiler sur un écran la figure d'interférences. Montrer alors que le nombre k de franges brillantes (ou sombres) qu'on fait défiler est lié au déplacement Δx du miroir par :

$$\Delta x = k \lambda / 2$$

λ étant la longueur d'onde de la source utilisée.

b- Manipulation :

- 1- Eclairer l'interféromètre de Michelson à l'aide du faisceau lumineux issu du laser He-Ne, disposé de manière à observer les franges d'égales épaisseur. Faire défiler sur l'écran la figure d'interférence et mesurer alors le déplacement Δx du miroir M_1 correspondant au défilé du maximum de franges dénombrables. En déduire la longueur d'onde du laser He-Ne utilisé.
- 2- Refaire la manipulation en disposant l'interféromètre de manière à pouvoir observer les franges d'égale inclinaison.
- 3- Quelle est la méthode la plus précise ? Comparer avec la valeur de la longueur d'onde indiquée par le fabricant.

L'INTERFEROMETRE DE MICHELSON (II)

I- Introduction :

On considère le même dispositif que dans le TP précédent (TP 16) mais cette fois les expériences seront conduites avec les lampes spectrales suivantes :

- La lampe à vapeur de mercure (Hg)
- La lampe à vapeur de sodium (Na)

Ceci nous permettra d'observer l'évolution du rayon des anneaux d'égale inclinaison et de calculer l'écart $\Delta\lambda$ du doublet jaune de la lampe à vapeur de Sodium.

II- Evolution des rayons des anneaux d'égale inclinaison :

1-Préparation :

Montrer que la différence de marche entre les deux faisceaux réfléchis est donnée par :

$$\delta = 2ne \cos i$$

On appelle ordre d'interférence k le rapport :

$$k = \delta / \lambda$$

Que vaut alors l'ordre d'interférence si : $e = 1 \text{ cm}$ et $\lambda = 0.546 \text{ }\mu\text{m}$ (raie verte de mercure). Comment évolue alors l'ordre d'interférence quand on s'écarte du centre ?

En considérant des angles d'incidence i faibles, montrer que le rayon du $K^{\text{ième}}$ anneau est donné par :

$$r_k = (k - k_0)^{1/2} (D^2 \lambda / e)^{1/2}$$

Où D est la distance de M_2 à l'écran et K_0 l'ordre d'interférence au centre.

2-Manipulation :

- a- Eclairer l'interféromètre de Michelson (Figure 1) par la lampe Hg muni du filtre interférentiel proposé.
- b- Régler l'interféromètre pour l'observation des anneaux d'égale inclinaison. Relever alors les valeurs de r_k des anneaux concentriques en fonction de $k = \rho_k - \rho_0$ où ρ_k et ρ_0 sont les ordres d'interférence respectifs du $K^{\text{ième}}$ anneau et du centre.
- c- Tracer alors, la courbe donnant l'évolution de $\text{Log}(r_k) = f(\text{Log}(k))$. Retrouve-t-on l'expression théorique de l'évolution de r_k en fonction de k ?
- d- Peut-on donner la valeur de l'ordre d'interférence ρ_0 au centre ?

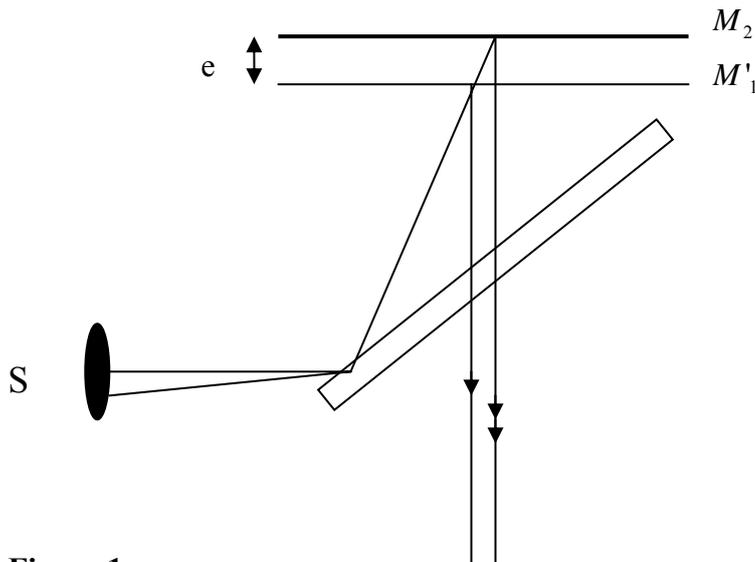


Figure 1

III – Résolution du doublet jaune de la lampe de Sodium :

1-Préparation :

Quand on éclaire l'interféromètre de Michelson par une source émettant 2 radiations voisines de longueur d'onde λ_1 et λ_2 ($\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1 \ll \lambda_1$ ou λ_2)

on pourra distinguer deux cas extrêmes pour un point P du champs d'interférences.

- Lorsque les maximums d'interférences relatifs à λ_1 et λ_2 coïncident, on peut observer des franges très nettes sur l'écran (coïncidences).
- Lorsque les maximums de l'une des radiations coïncident avec les minimums de l'autre radiation, l'écran devient uniformément éclairé et on dit que les franges se sont détruites (anti-coïncidence).

En écrivant que le phénomène de coïncidence a lieu lorsque les ordres d'interférences relatifs aux radiations λ_1 et λ_2 différent d'un nombre entier, montrer que l'écart $\Delta\lambda$ du doublet jaune est donné par :

$$\Delta\lambda = k \lambda_1 \lambda_2 / \delta$$

où δ est la différence de marche au point M.

2- Manipulation :

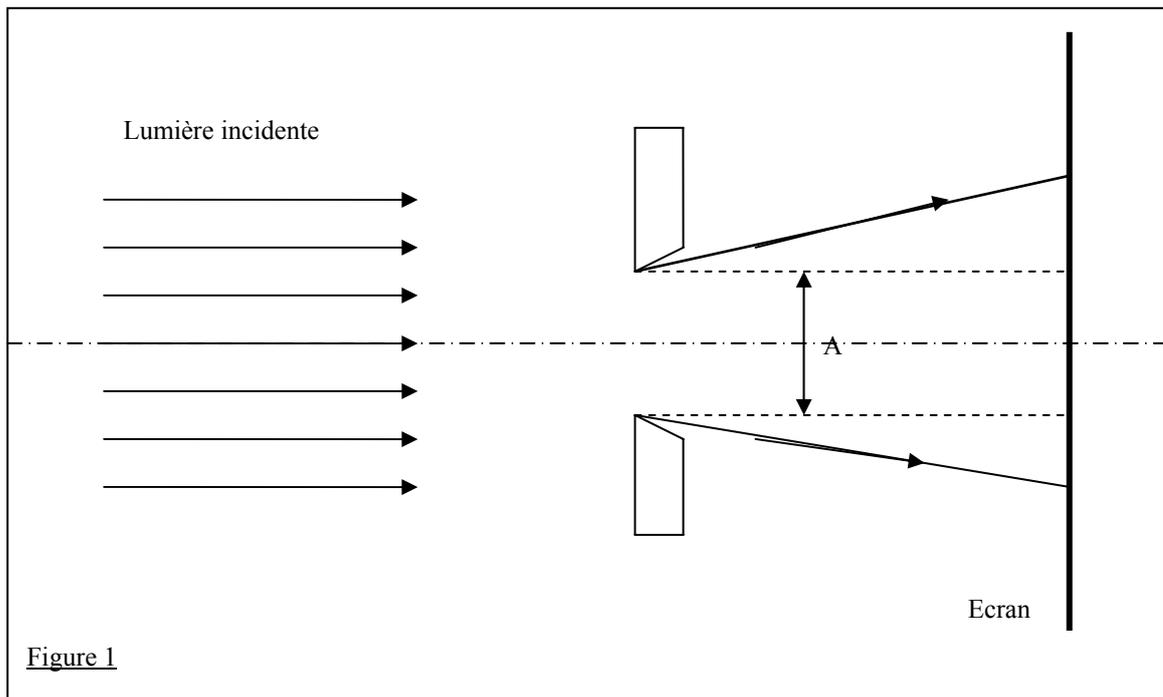
- Eclairer l'interféromètre de Michelson par la lampe spectrale au Sodium. Disposer l'interféromètre de manière à observer les franges d'égale inclinaison. En manipulant lentement la vis micrométrique T, faire translater le miroir M_1 et observer le défilement des phénomènes de coïncidences (apparition des franges) et d'anti-coïncidences (disparition des franges)*.
- En déduire l'écart $\Delta\lambda$ du doublet jaune sachant que $(\lambda_1 \lambda_2)^{1/2} = 5893 \text{ \AA}$.
- Avec quelle précision peut-on estimer le résultat ?
- Refaire la manipulation avec la projection des franges d'égale épaisseur. Conclusion ?
 - (k) varie d'une unité lorsque l'on passe d'une coïncidence à une autre coïncidence

LA DIFFRACTION DE LA LUMIERE

- **Généralités**
- **Diffraction par des fentes**
- **Diffraction par des ouvertures circulaires**
- **Diffraction par un réseau en transmission**

Généralités

Si on éclaire une ouverture circulaire de diamètre « a », percée dans un écran opaque, à l'aide d'un faisceau de lumière parallèle, on pourrait s'attendre, à ce que le faisceau émergent d'après les lois de l'optique géométrique soit un cylindre de diamètre « a » (fig. 1). En réalisant cette expérience (avec « a » assez petit), on constate que la tache sur l'écran est plus grande que « a » et que la répartition de la lumière n'est pas uniforme. Ce phénomène porte le nom de diffraction.



On entend par **diffraction de la lumière** tout écart à la loi de propagation rectiligne de la lumière, à condition que ces écarts ne puissent être expliqués par la réflexion, la réfraction ou l'incurvation des rayons lumineux dans les milieux à indice de réfraction variable.

Léonard De Vinci (1452-1519) fut le premier à noter ce phénomène en 1665. Ce phénomène fut décrit plus en détail par Grimaldi. Mais ce n'est qu'en 1678 que Huyghens a donné une explication de ces observations dans son exposé sur la conception ondulatoire de la lumière.

I- Principe de Huyghens

Pour expliquer ces phénomènes de diffraction, Huyghens définit la position du front d'onde à tout instant $t+dt$ comme l'enveloppe d'ondes sphériques élémentaires émises par tous les points où se trouve le front d'onde de l'onde à l'instant t , comme c'est représenté sur la figure 2.

Utilisé de cette façon, le principe de Huygens apparaît comme un simple artifice géométrique pour construire les positions des fronts d'onde. Puis au *XIX^{ième}* siècle, Fresnel avec la théorie des ondulations, a complété le principe et a pu interpréter les phénomènes de la diffraction.

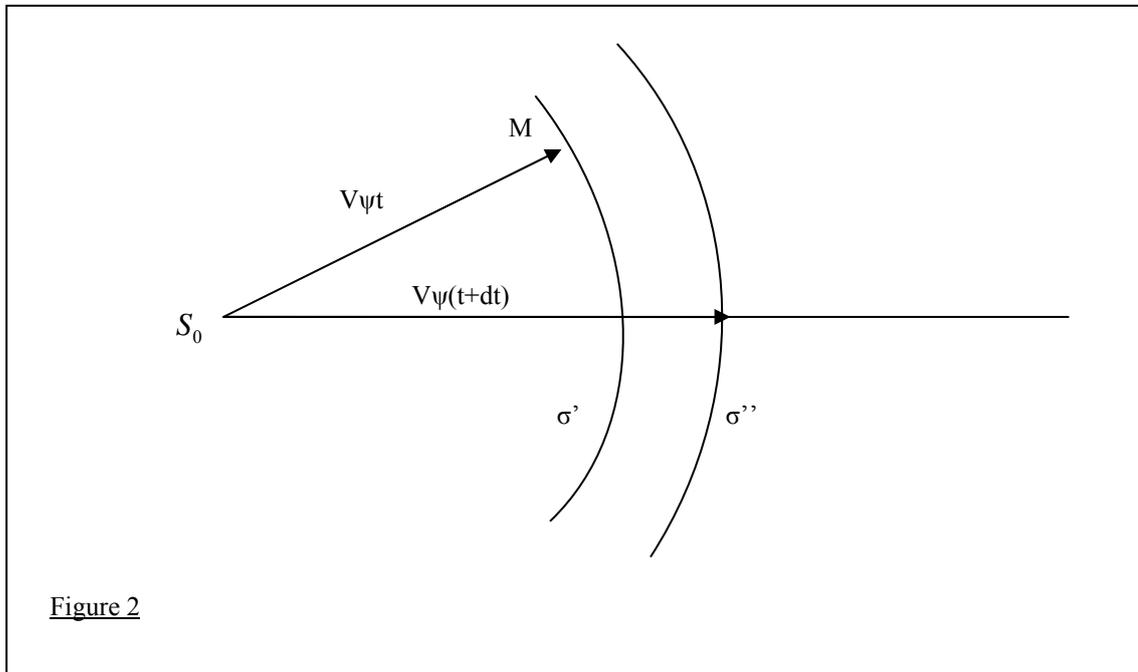


Figure 2

II- Principe de Huyghens-Fresnel

Fresnel a précisé le principe d'Huygens de la façon suivante : « **chaque point M d'une surface σ atteinte par la lumière peut être considéré comme une source secondaire émettant une onde sphérique. L'état vibratoire de cette source secondaire est proportionnel à celui de l'onde incidente en M et à l'élément de surface $d\sigma$. Les vibrations issues des différentes sources secondaires interfèrent entre elles.** »

Sur la figure 3 on présente la construction géométrique illustrant la formulation du principe d'Huyghens-Fresnel.

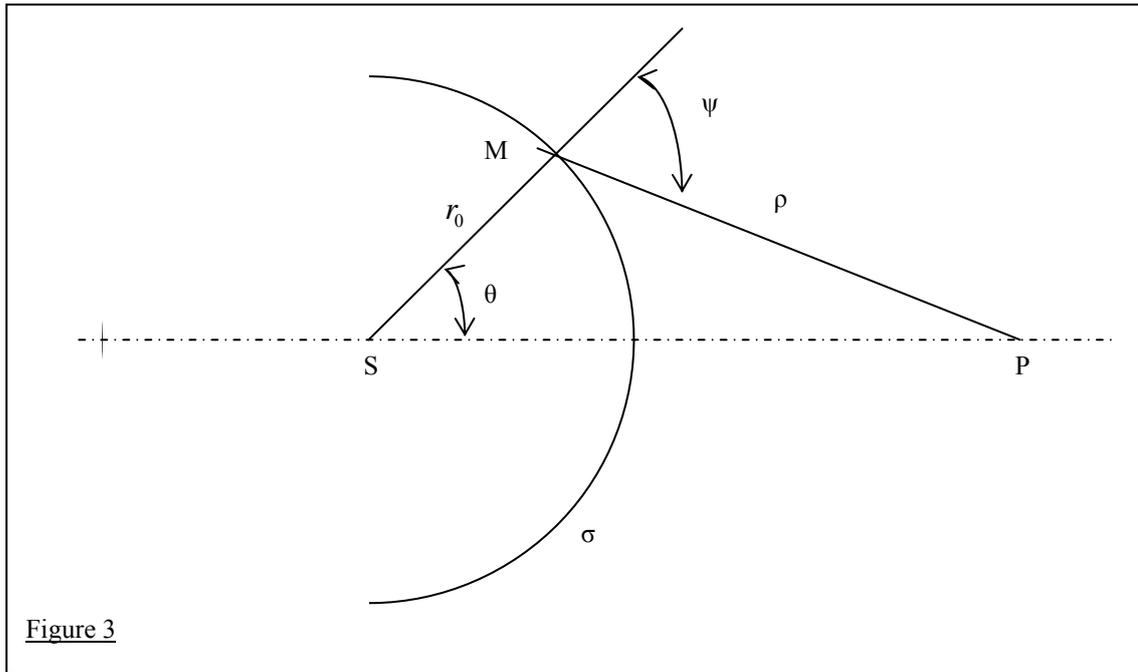


Figure 3

σ est le front d'onde (à un instant donné) d'une onde sphérique de rayon r_0 émise par la source ponctuelle (S). L'onde est monochromatique, de pulsation ω , de vecteur d'onde K et d'amplitude A .

Au point P, le champs crée par un élément de surface $d\sigma$ entourant le point M de l'élément diffractant, s'écrit d'après le principe d'Huyghens-Fresnel :

$$dE(p) = k(\Psi) A e^{i(\omega t - kr_0)} e^{-i(k\rho)} d\sigma / \rho r_0 \quad (1)$$

Le facteur angulaire $K(\psi)$ introduit par Fresnel est maximum lorsque P est dans le prolongement SM pour $\psi=0$, et nul pour $\Psi \geq \pi/2$.

L'introduction de ce coefficient exprime l'absence de l'onde allant en sens inverse donc dirigée vers l'intérieur de la surface σ (onde qui n'existe pas expérimentalement).

Le champs $E(p)$ de l'onde diffractée en P est donné par :

$$E(p) = A e^{i(\omega t - kr_0)} r_0^{-1} e^{-i(k\rho)} \rho^{-1} K(\Psi) d\sigma \quad (2)$$

Suivant la nature des approximations faites pour le calcul de $E(p)$, on distingue 2 classes de phénomènes :

- Diffraction à distance finie ou diffraction de **Fresnel**.
- Diffraction à l'infini ou diffraction de **Fraunhofer**.

Dans ce TP on ne s'intéressera qu'aux phénomènes de diffraction à l'infini.

III- Diffraction à l'infini – Diffraction de Fraunhofer

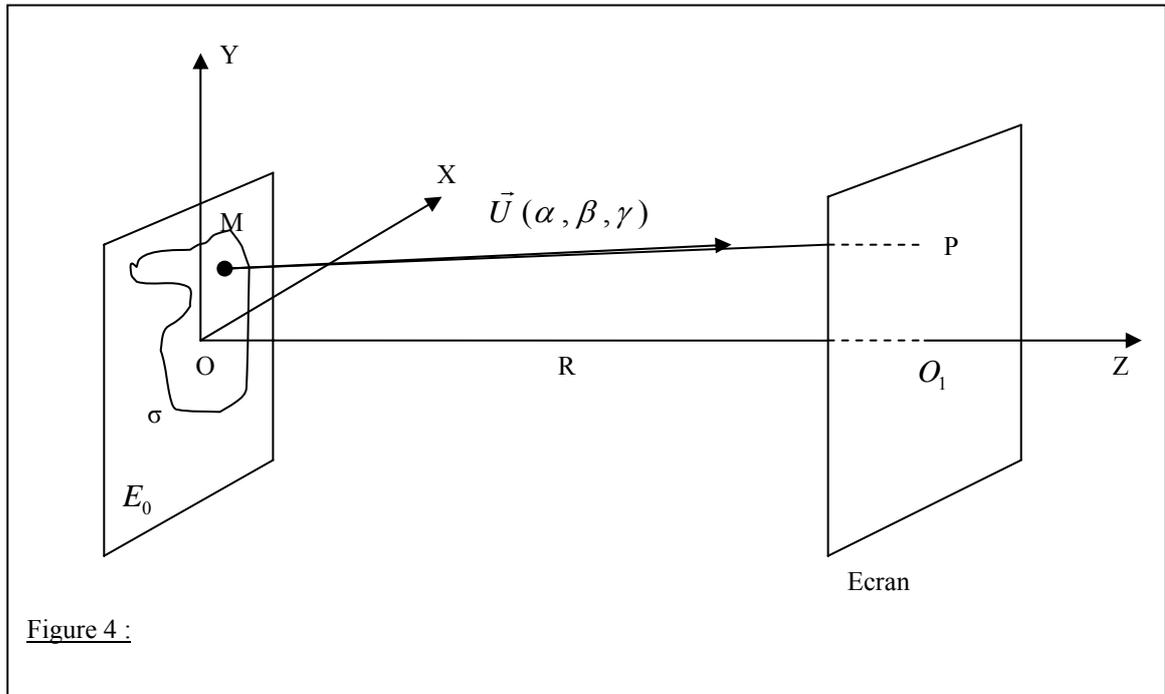
Une onde monochromatique, se propageant parallèlement à oz, rencontre un écran (E_0) percé d'une ouverture σ (fig.4).

Les dimensions de l'ouverture σ sont petites devant R ($R \gg OM$), et on suppose que $O_1P \leq R$ (fig.4). On admet que le facteur angulaire $K(\Psi)$ est constant pour tous les points (M) de l'ouverture σ , et égal à : $K(\Psi) = -i/\lambda$

L'amplitude $E(p)$ de l'onde diffractée dans une direction \vec{u} définie par ses cosinus directeurs (α, β, γ) s'écrit alors :

$$E(p) = E_0 e^{-2\pi i \frac{(\alpha x + \beta y)}{\lambda}} dx dy \quad (3)$$

avec $E_0 = \frac{A(-i/\lambda)}{R}$



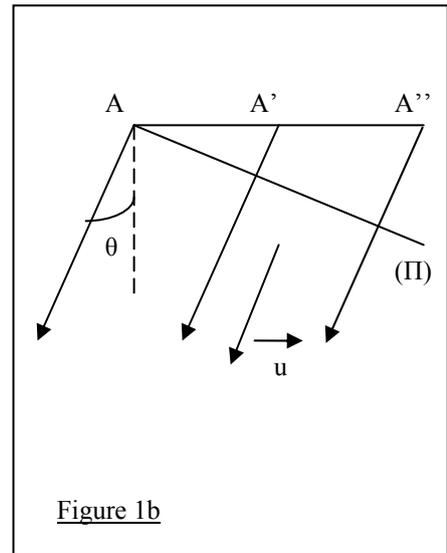
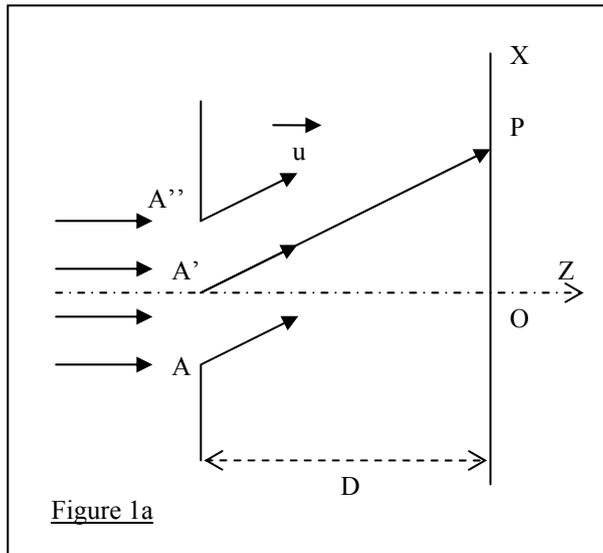
Dans ce qui suit, on étudiera les phénomènes de diffraction produits par des ouvertures σ de formes particulières :

- Diffraction par des fentes.
- Diffraction par des ouvertures circulaires.
- Diffraction par un réseau en transmission.

Diffraction par des fentes

I- Diffraction par une fente fine :

Considérons une fente rectangulaire dont la largeur « a » est très inférieure à la longueur « b » de la fente fine.



Un faisceau de lumière parallèle, de longueur d'onde λ , éclaire le plan de la fente sous une incidence normale (fig.1a). Tous les points de la fente, recevant une onde plane, émettent alors des vibrations synchrones de même amplitude. Il y aura dans une direction \vec{u} , définie par l'angle θ des différences de marche δ , et donc des différences de phase ϕ , entre les vibrations issues des points A..A'..A''.. (fig.1b).

L'amplitude de l'onde diffractée par la fente s'écrira :

$$E_p = E_0 \int_0^a e^{-2\pi i \frac{x \sin \theta}{\lambda}} dx$$

et l'intensité lumineuse dans la direction θ : $I(\theta) = E_p E_p^*$

$$I(\theta) = I_0 \left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2 \quad \text{avec } u = (\pi a \sin \theta) / \lambda \quad (2)$$

où I_0 est l'intensité diffractée au point O ($\theta=0$).

Selon la formule 2, la figure de diffraction est symétrique par rapport à la direction $\theta=0$ de la lumière incidente.

L'angle θ étant petit : $\sin \theta \approx \theta \approx x/D$.

La répartition de l'intensité de la figure de diffraction est représentée sur la figure 2

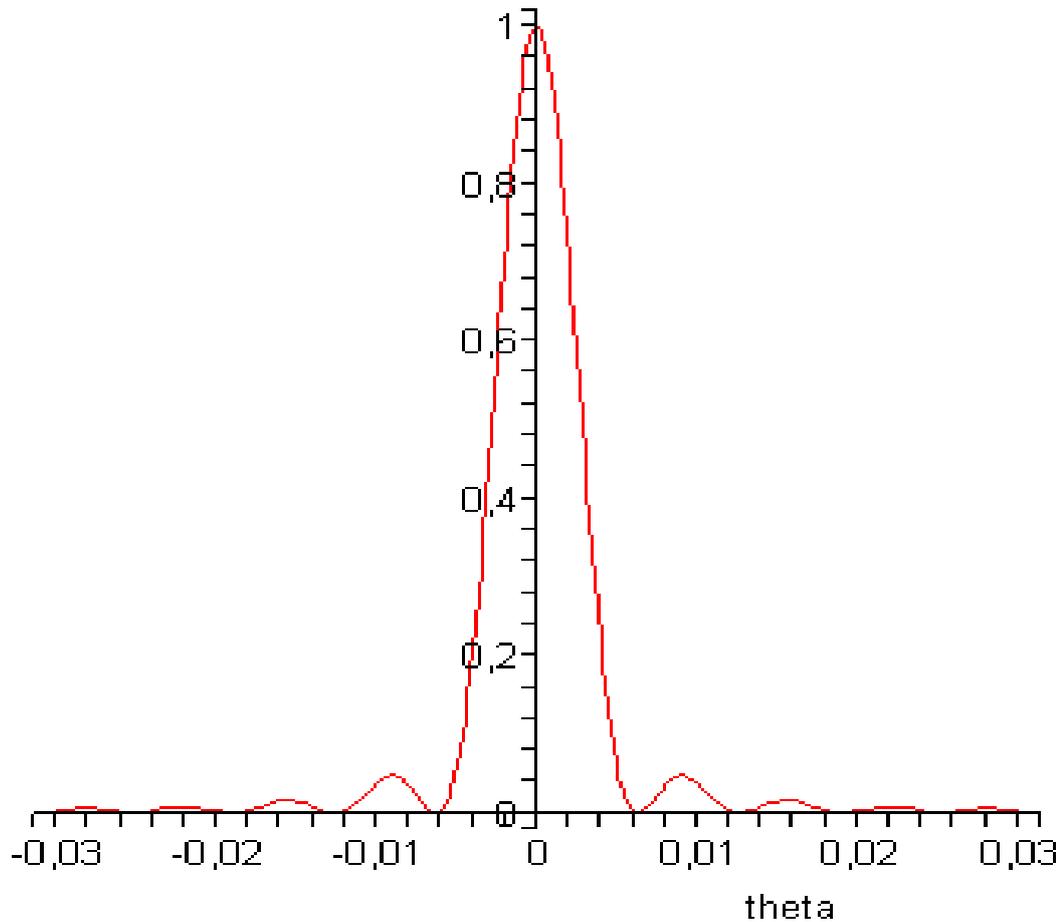


figure : 2

a- Préparation

- Déterminer la position des minimums d'intensité dans la direction OX.
- Déterminer la largeur du maximum principal et celle d'un maximum secondaire.
- Montrer que l'intensité lumineuse I_n du $n^{\text{ième}}$ maximum secondaire s'écrit :

$$I_n \approx I_0 \frac{4}{\left[\pi^2 (2n + 1)^2 \right]}$$

b- Manipulation

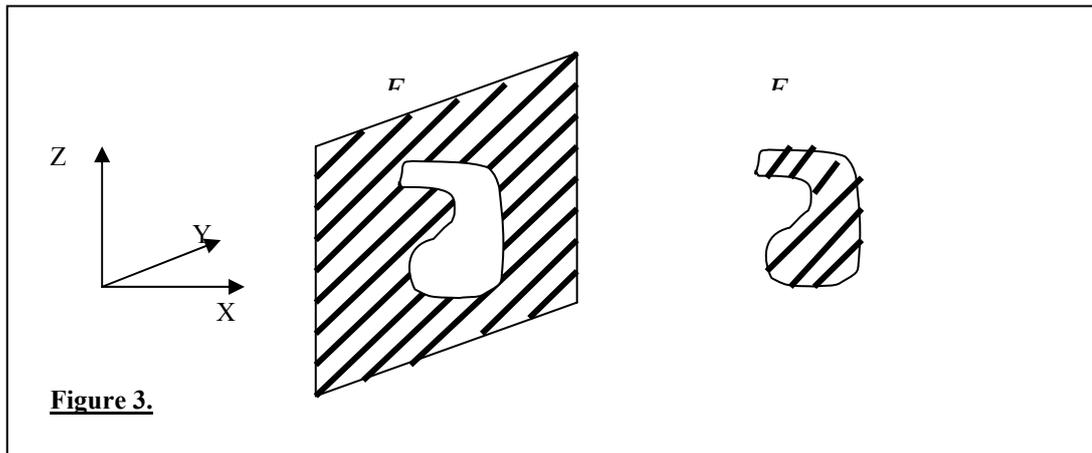
La fente fine, de largeur « a », est éclairée par un laser à Hélium-Néon de longueur d'onde $\lambda = 6328 \text{ \AA}$.

- Mesurer la largeur du maximum central d'intensité. En déduire la largeur « a » de la fente.
- Déterminer par la même méthode, la largeur « a » des autres fentes.
- Comment évolue la largeur du maximum principal de la figure de diffraction avec la largeur « a » de la fente ? Comparer à la théorie.

II- Ecrans complémentaires, théorème de Babinet :

1- Description :

Deux écrans sont dits complémentaires si les parties opaques de l'un correspondent aux parties transparentes de l'autre. Il en est ainsi pour un fil et une fente, une ouverture circulaire et un disque (fig.3).



Si on appelle $f(y,z)$ l'amplitude de la figure de diffraction de E_1 et $g(y,z)$ celle de E_2 . En superposant les écrans E_1 et E_2 , on obtient un nouvel écran parfaitement opaque, dont la figure de diffraction a une amplitude nulle en tout point. C'est-à-dire :

$$f(y,z) + g(y,z) = 0 \Rightarrow f(y,z) = -g(y,z)$$

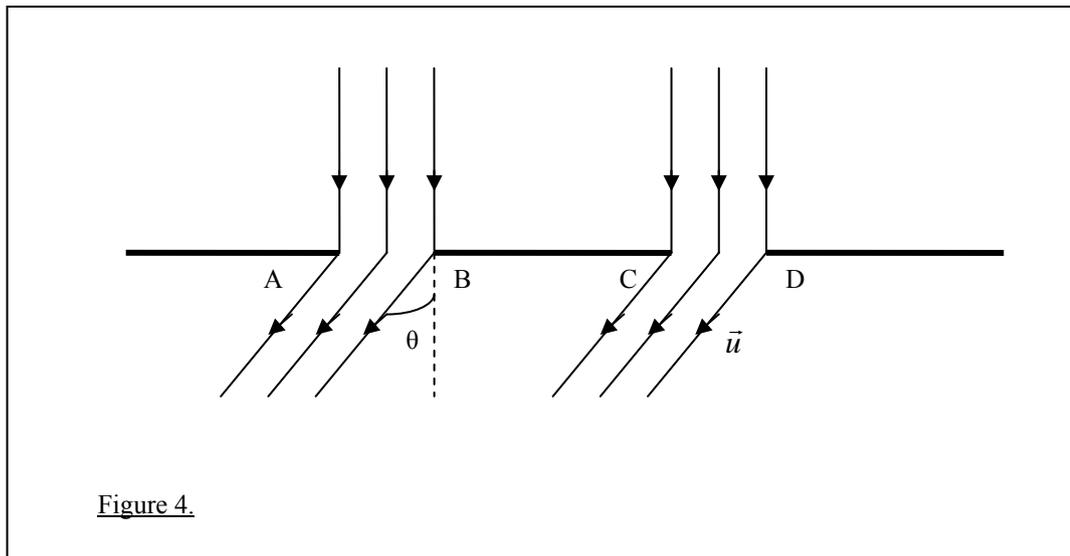
Les deux écrans complémentaires ont ainsi des figures de diffraction de même forme et de même intensité et sont indiscernables à l'œil. Ceci constitue le théorème de Babinet.

2 -Manipulation :

- Placer le fil sur le trajet du faisceau laser.
- Décrivez ce que vous observez à l'écran.
- Déterminez l'épaisseur du fil.
- Conclusion.

III- Diffraction à l'infini par deux fentes fines parallèles et identiques :

Considérons deux fentes fines de largeur « a » et distantes de « b ». Dans une direction correspondant à l'angle θ , nous avons maintenant deux ensembles d'ondes diffractées provenant de chacune des fentes et ce que nous observons réellement est le résultat de l'interférence de ces ondes (fig. 4).



On montre (cf. annexe) que l'intensité diffractée dans la direction \vec{u} est donnée par :

$$I = I_0 \left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2 \cos^2 v$$

avec : $u = \frac{(\pi a \sin \theta)}{\lambda}$ $v = \frac{(\pi b \sin \theta)}{\lambda}$

- $\left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2$ est le terme de diffraction.
- $\cos^2 v$ est le terme d'interférence.

On obtient ainsi une figure d'interférence modulée par la figure de diffraction. La répartition de l'intensité est représentée sur la figure 5.

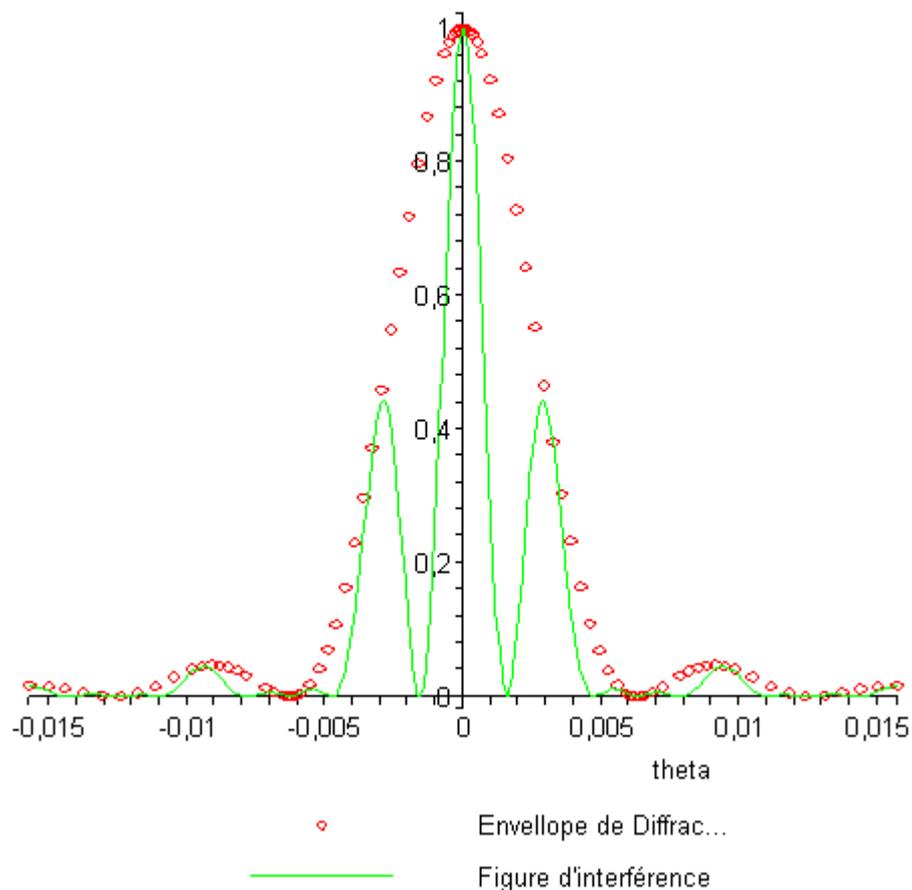


Figure : 5

1- Préparation :

Une double fente est éclairée par une lumière de longueur d'onde $\lambda = 6500 \text{ \AA}$. La figure de diffraction apparaît au plan focal d'une lentille de 80 cm de distance focale. La distance entre les axes des franges brillantes vaut 1.04 mm et le 5^{ème} maximum compté à partir de la frange centrale est éteint par le premier minimum de la figure de diffraction. Quelle est la largeur de chaque fente ? Quelle distance les sépare-t-elle ?

2- Manipulation :

La double fente est éclairée par le faisceau laser He-Ne.

- a- Mesurer l'interfrange de la figure d'interférence ainsi que la largeur de la tache centrale de diffraction.
- b- En déduire la largeur « a » d'une fente et la distance « b » séparant les deux fentes.
- c- Déterminer par la même méthode « a » et « b » pour chaque couple de fentes.

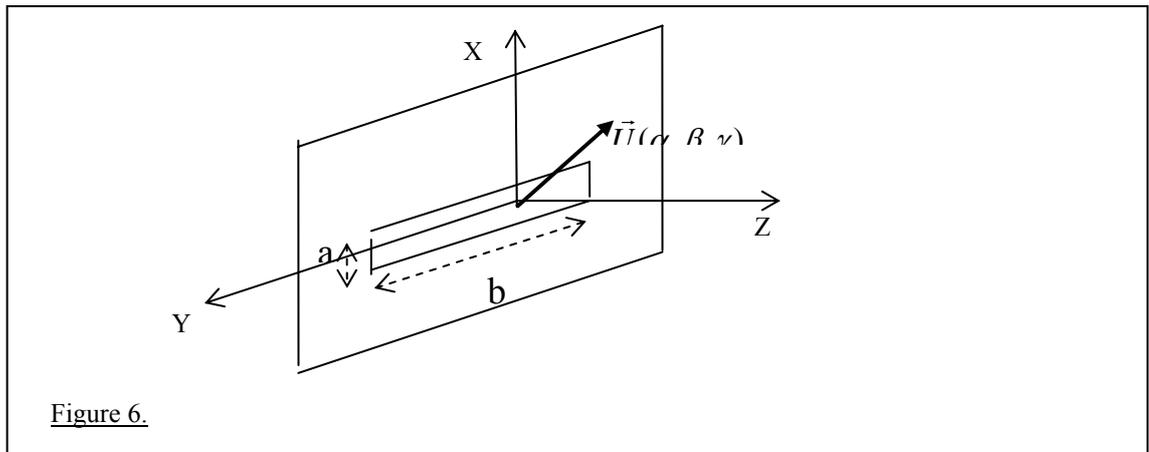
IV- Diffraction à l'infini par une fente rectangulaire :

Une fente de largeur « a » et de longueur « b » (fig.6), est éclairée en incidence normale par un faisceau de lumière parallèle.

On montre (cf. annexe) que l'intensité de l'onde diffractée dans la direction (α, β) (α, β étant les cosinus directeurs dans les directions x et y) s'écrit :

$$I(\alpha\beta) = I_0 \left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2 \left[\frac{\sin(v)}{v} \right]^2 \quad \text{Avec} \quad u = \left(\frac{\pi a \alpha}{\lambda} \right) \quad \text{et} \quad v = \left(\frac{\pi b \beta}{\lambda} \right)$$

On reconnaît dans l'expression de l'intensité, le produit de deux fonctions du type de celle étudiée dans la diffraction par une fente.



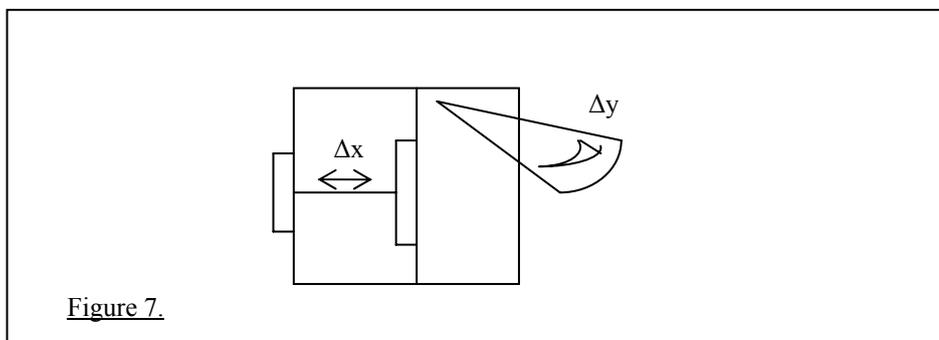
1- Préparation :

Quelles sont les dimensions de la tache centrale de diffraction suivant les directions x et y.

2- Manipulation :

La fente rectangulaire (fig.7) est éclairée en incidence normale par le faisceau laser He-Ne.

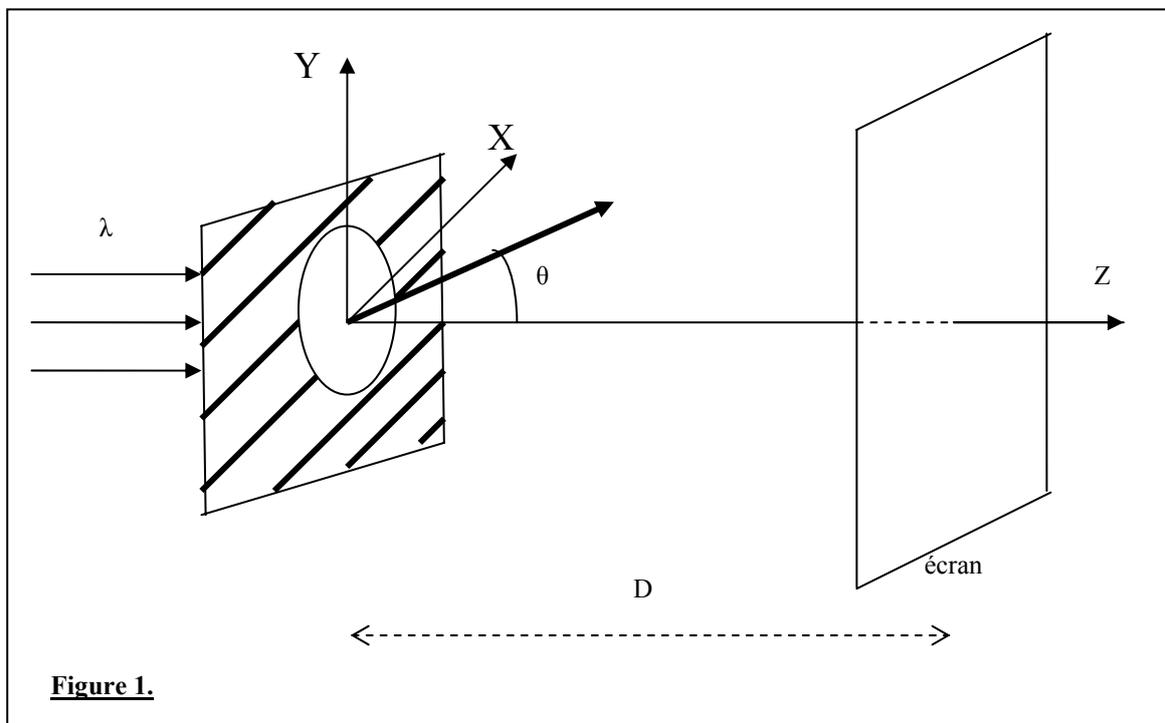
- b- Mesurer les dimensions de la tache centrale de diffraction. Déduire celles de la fente.
- b- Décrire qualitativement l'évolution de la figure de diffraction lorsque « a » ou « b » varie.



Diffraction par des ouvertures circulaires

I- Introduction :

Un diaphragme circulaire, de rayon « R », est éclairé sous incidence normale par un faisceau de lumière parallèle (fig.1).



On montre (cf. annexe) que la répartition de l'intensité lumineuse diffractée par l'ouverture circulaire est définie par la fonction :

$$I(u) \approx \left[\frac{2J(u)}{u} \right]^2$$

où $u = 2 \pi R \sin \theta / \lambda$

R : rayon de l'ouverture

θ : direction de diffraction

J : fonction de Bessel (cf. annexe)

Cette répartition est illustrée sur la fig.2.

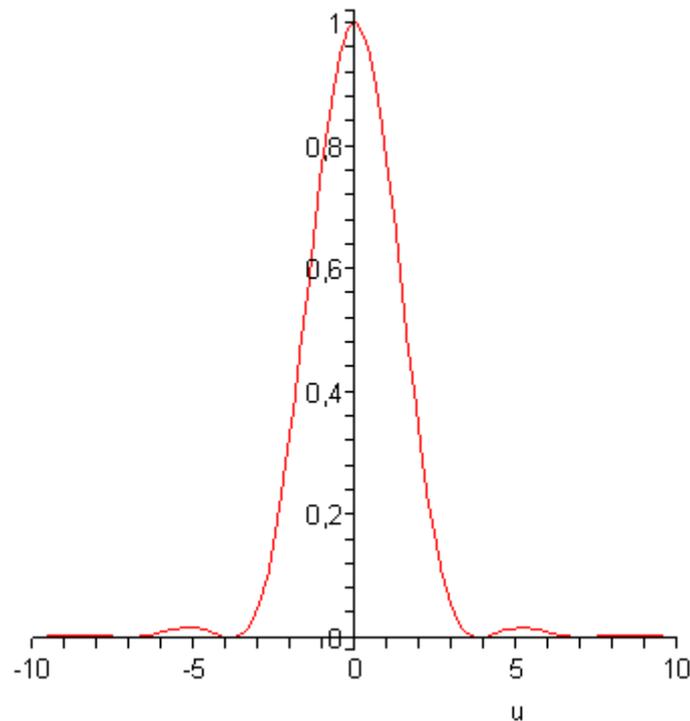


figure 2 :

Le phénomène présente une symétrie de révolution autour de l'axe oz. On observe donc une tache centrale brillante entourée d'une succession d'anneaux alternativement sombres et brillants. La tache centrale porte le nom de « tache d'Airy ». Son importance est grande dans la théorie de la formation des images et c'est en elle que se trouve concentrée presque toute la lumière.

II- Préparation :

Une lentille de 2 cm de diamètre, a une distance focale de 40 cm. On l'éclaire par un faisceau de lumière parallèle monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 5900 \text{ \AA}$. Quel est le diamètre de la tache de diffraction observée dans le plan focal de la lentille ?

III- Manipulation :

Une série d'ouvertures circulaires est réalisée dans une plaque métallique où on précise le diamètre de chaque ouverture. On éclaire chaque ouverture par le laser He-Ne de longueur d'onde $\lambda = 6328 \text{ \AA}$.

- Décrivez sommairement la figure de diffraction obtenue à partir du plus petit trou diffractant.
- Tracez la courbe $D = f(R)$, où D représente le diamètre de la tache d'Airy et R le rayon du trou diffractant.
- Comparez à la théorie.

Diffraction par un Réseau en Transmission

I. Introduction :

Un ensemble de fentes fines identiques, parallèles, équidistantes et situées dans un même plan, constitue un réseau plan.

La distance « p » qui sépare deux points homologues de 2 fentes voisines est appelée période (ou pas) du réseau. Si n est le nombre de fentes par unité de longueur, on a $p=1/n$.

Un réseau, contenant N fentes, est éclairé en incidence normale par un faisceau de lumière parallèle. On observe alors dans la direction θ , l'interférence de N sources synchrones modulées par la figure de diffraction d'une fente unique (de largeur « a »). La distribution en intensité sera donnée par (cf.annexe) :

$$I = I_0 \left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2 \left[\frac{\sin(Nv)}{\sin(v)} \right]^2$$

Avec : $u = \frac{(\pi a \sin \theta)}{\lambda}$

$$v = \frac{(\pi p \sin \theta)}{\lambda}$$

✓ $\left[\frac{\sin(u)}{u} \right]^2$ est le terme de diffraction.

✓ $\left[\frac{\sin(Nv)}{\sin(v)} \right]^2$ est le terme d'interférence.

II. Préparation :

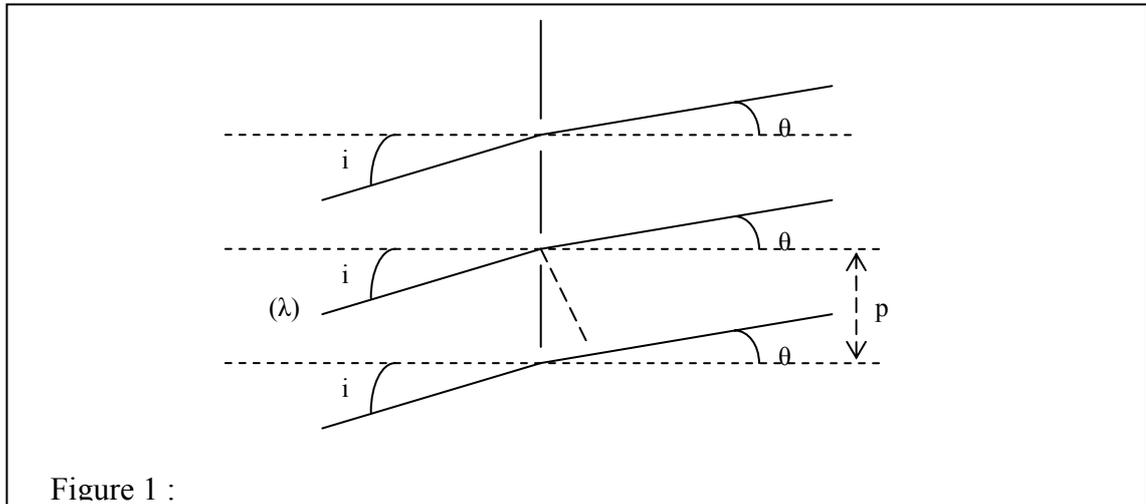
Donner la position des maxima principal et secondaire ainsi que celle des minima de la figure de diffraction d'un réseau de N fentes, éclairé en lumière monochromatique sous incidence normale.

III. Manipulation :

- a- Disposer convenablement l'élargisseur sur le trajet du faisceau laser afin, d'éclairer le réseau.
- b- Mesurer la largeur de la tache centrale de diffraction. Déduire la largeur « a » d'une fente.
- c- Agrandir la figure de diffraction en disposant une lentille entre le réseau et l'écran. Qu'elle est alors la distance séparant deux ordres d'interférence consécutifs ?
- d- En déduire le pas du réseau.
- e- Quel est le nombre de traits (fentes) par unité de longueur que contient ce réseau ?

IV. Le spectroscopie à réseau

Soit un faisceau de lumière parallèle, de longueur d'onde λ , qui tombe sur le réseau, sous une incidence i .



a) Préparation :

Montrer que la position n des maxima principaux est donnée par :

$$\sin \theta + \sin i = k\lambda / p$$

b) Phénomène de dispersion et pouvoir séparateur du spectroscopie à réseau :

Lorsque le réseau est éclairé par une lumière blanche, on observe plusieurs spectres symétriques par rapport à la tache centrale blanche ($k=0$) et qui correspondent aux ordres $k = \pm 1, k = \pm 2, \dots$ etc. Ces spectres peuvent se chevaucher.

Dans un spectre d'ordre k donné, à chaque longueur d'onde correspond un angle θ , c'est le phénomène de dispersion. Pour caractériser la dispersion, on calcule à partir de la relation précédente la variation $d\theta$ qui correspond à une variation $d\lambda$ de la longueur d'onde :

$$d\theta = \frac{kn}{\cos \theta} d\lambda$$

Avec $n=1/p$.

Le pouvoir de résolution du réseau est donné par :

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = kN \quad (\text{à démontrer})$$

Il ne dépend que de l'ordre du spectre et du nombre de traits.

Préparation : Quel est le nombre de fentes nécessaire pour qu'un réseau sépare le doublet jaune du sodium, dans le spectre d'ordre 1. $\Delta\lambda=6\text{\AA}$ et $\lambda=5780\text{\AA}$.

c) Manipulation:

Le but de la manipulation est de comparer le pouvoir de résolution du spectroscopie à réseau avec celui du prisme.

- a- Eclairer le réseau avec une lampe spectrale à mercure. Mesurer les angles de diffraction θ pour chaque longueur d'onde à l'ordre 1. (on mesurera à chaque fois 2θ). Tracer la courbe $\sin \theta = f(\lambda)$. Déterminer le pas du réseau.
- b- En remplaçant la lampe à mercure par les lampes inconnues mises à votre disposition, déterminer leurs longueurs d'ondes.
- c- Mesurer l'écart $\Delta\lambda$ du doublet jaune du sodium.
- d- Déterminer expérimentalement le pouvoir de résolution et le comparer à sa valeur théorique.
- e- Comparer le pouvoir de résolution du spectroscopie à réseau à celui du spectroscopie à prisme. Conclusion ?