

GENERALITES SUR LA LUMIERE

I. INTRODUCTION	4
A. NATURE ONDULATOIRE DE LA LUMIERE ?	4
B. CHEMIN OPTIQUE.....	4
II. ONDES	5
A. REPRESENTATION D'UNE ONDE	5
B. ECRITURE COMPLEXE	6
C. SOURCES SYNCHRONES	7
D. DIFFERENCE DE MARCHE ET DIFFERENCE DE PHASE	8
E. INTERFERENCES A DEUX ONDES.....	8
1. Géométrie du système	9
2. Calcul de la différence de marche	9
3. Intensité résultante.....	9
4. Maxima d'intensité - Minima d'intensité - Interfrange.....	10
F. METHODES POUR OBTENIR DES SOURCES SYNCHRONES.....	10
1. Division du front d'onde	11
2. Division d'amplitude.....	11
G. INTERFERENCES A N ONDES.....	11
1. N petit ($2 \leq N < 10$).....	12
2. N Grand ($N \gg 10$).....	12
H. DIFFRACTION.....	12
1. Expression de l'intensité diffractée par une fente simple.....	12
2. Observation de la diffraction par un trou circulaire	13
III. INTRODUCTION A LA POLARISATION	13
A. ANALOGIE ONDES ELECTROMAGNETIQUES / ONDES MECANIQUES	13
B. DEFINITIONS.....	13
C. LUMIERE « NATURELLE »	13
D. PHENOMENES NATURELS DE POLARISATION.	14
IV. PRODUCTION DE LA LUMIERE POLARISEE	14
A. SOURCES, TRAINS D'ONDES ET COHERENCE TEMPORELLE	14
B. COMMENT OBTENIR DE LA LUMIERE POLARISEE	15
1. En sélectionnant une direction du vecteur \vec{E}	15
2. En utilisant une source de lumière déjà polarisée !.....	15
C. COMMENT MODIFIER L'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE	15
V. CAS PARTICULIERS D'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE	15
A. DIFFERENTS ETATS DE POLARISATION	15
B. TERMINOLOGIE.....	16
VI. ANALYSE DE LA LUMIERE POLARISEE	16
A. DETECTEURS	16
B. ANALYSEUR A PENOMBRE	16
C. POLARIMETRE DE LAURENT	17
VII. CRISTAUX EPAIS ET LAMES BIREFRINGENTES.....	19

I. INTRODUCTION

A. NATURE ONDULATOIRE DE LA LUMIERE ?

Les travaux scientifiques menés au cours du 19^e siècle, et précédemment, ont permis de mettre en évidence, sans doute possible, la nature ondulatoire de la lumière. Ces travaux ont culminé avec la théorie du champ électromagnétique élaborée par J.M. Maxwell. A la fin du 19^e siècle, seuls subsistaient « deux petits nuages noirs » dans l'éclat resplendissant de cette théorie : ces « deux petits nuages noirs » allaient aboutir à la mise en évidence de l'effet photoélectrique (Einstein, 1905) et du rayonnement du corps noir (Planck, 1900). Les travaux menés sur ces deux sujets ont alors permis de « montrer » l'existence du photon et la quantification du champ électromagnétique. Ensuite, de Broglie (1924) a proposé la dualité onde-corpuscule : la lumière présente son aspect ondulatoire ou corpusculaire en fonction de l'outil d'observation choisi.

Au cours des TP d'optique de L3, nous ne travaillerons que dans le cadre ondulatoire. On notera, cependant, que l'onde peut être représentée par :

- une onde scalaire décrite par une amplitude à l'instant t à la position x .
- un vecteur défini par (\vec{E}, α) et son point d'application.

Dans les TP portant sur :

- Les interférences nous ne verrons que l'aspect scalaire de l'onde lumineuse.
- La polarisation nous ne verrons que l'aspect vectoriel de l'onde lumineuse.

Dans une première approche qualitative on pourra effectuer des analogies entre les ondes mécaniques et les ondes électromagnétiques (la lumière visible n'étant qu'une portion limitée du spectre des ondes électromagnétiques).

<i>Ondes électromagnétiques (lumière)</i>	<i>Ondes mécaniques (« vagues »)</i>
Propagation dans le vide ou dans les milieux	Propagation dans les milieux uniquement : nécessité d'un support matériel
Perturbation du champ (\vec{E}, \vec{B}) : <ul style="list-style-type: none"> • Vide : lumière des étoiles • Milieu : transparence du verre, etc 	Perturbation du milieu : <ul style="list-style-type: none"> • Gaz : sons, instruments de musique,... • Liquides : vagues, houle,... • Solides : tremblement de terre,...

On comprend que ce type d'analogie ne doit être utilisée qu'avec circonspection : en particulier la propagation de la lumière dans le vide ne nécessite pas de support matériel, contrairement aux ondes mécaniques qui ne peuvent se propager que dans un milieu « matériel ». On notera également que les vitesses de propagation sont très différentes :

- Lumière dans le vide : $\approx 300\,000 \text{ km.s}^{-1}$
- Son dans l'air : $\approx 340 \text{ m.s}^{-1}$
- Vibration dans l'acier : $\approx 5\,000 \text{ m.s}^{-1}$

B. CHEMIN OPTIQUE

(Voir Principe de Fermat, Lois de Descartes)

Chemin optique : chemin suivi par la lumière et qui respecte le principe de moindre action i.e. le chemin est minimum.

Indice optique : l'indice optique n est défini par le rapport des vitesses de propagation de l'onde électromagnétique dans le vide et dans le milieu considéré, $n = \frac{c}{v} > 1$

Notation(s) : $L_{AB} = (AB) = n \overline{AB}$ c'est le produit d'une longueur géométrique \overline{AB} par l'indice optique du milieu de propagation séparant les deux points A et B. Si l'indice optique du milieu de propagation varie de façon continue (cas des fibres optiques, effet mirage, ...) on passe à la limite continue i.e. à une écriture intégrale du chemin optique :

$$L_{AB} = (AB) = \int_A^B n \, dl \quad \text{où } dl \text{ représente une portion du chemin optique pour}$$

laquelle on considère $n = \text{constante}$.

Une conséquence évidente (et quotidienne) est la propagation en ligne droite de la lumière, dans un milieu homogène et isotrope.

Voir TP : Réseaux (minimum de déviation)
Polarisation (Brewster)
Biréfringence

II. ONDES

On ne verra dans ce paragraphe que la représentation scalaire, à une dimension, de l'onde lumineuse. Sauf mention contraire, les sources de lumière seront supposées ponctuelles et monochromatique (i.e. une seule longueur d'onde λ).

A. REPRESENTATION D'UNE ONDE

Rappel sur l'écriture et la représentation d'une onde par une fonction sinusoïdale (à une dimension) :

$$A(x,t) = A_0 \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) + \varphi \right]$$

Avec :

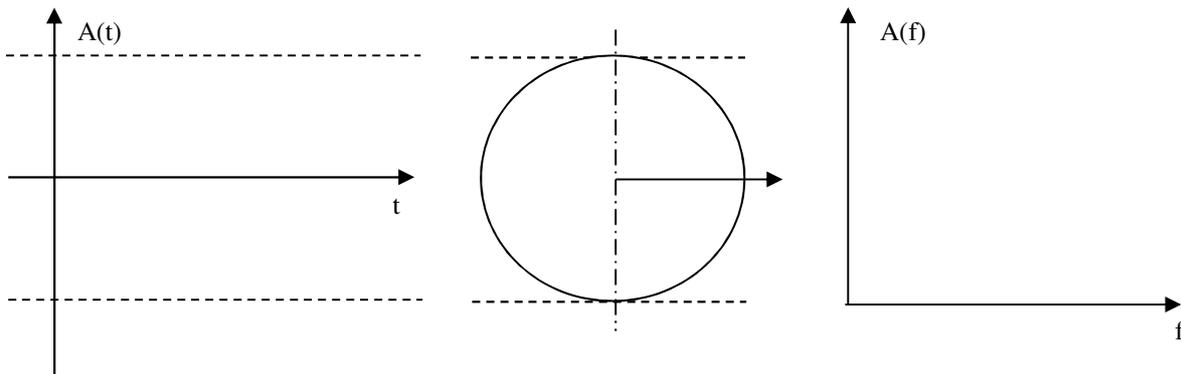
x	la variable d'espace,	t	la variable de temps
A_0	l'amplitude maximale de l'onde		
ω	la pulsation telle que	$\omega = 2\pi f = 2\pi \frac{v}{\lambda}$	
v	la vitesse de l'onde (on prendra la vitesse de la lumière dans le vide, c)		
φ	la phase à l'origine i.e. pour x et $t = 0$		

La connaissance de ces termes permet de décrire complètement la fonction $A(t)$.

On peut choisir la référence dans l'espace 1D pour que $x=0$. Dans ce cas on trouve :

$$A(x,t) = A_0 \cos (\omega t + \varphi)$$

Dans une présentation graphique de l'onde $A(t)$ pourra alors choisir une représentation qui mettra en valeur les termes, A_0 , φ , ω (ou f) :



Représentation temporelle

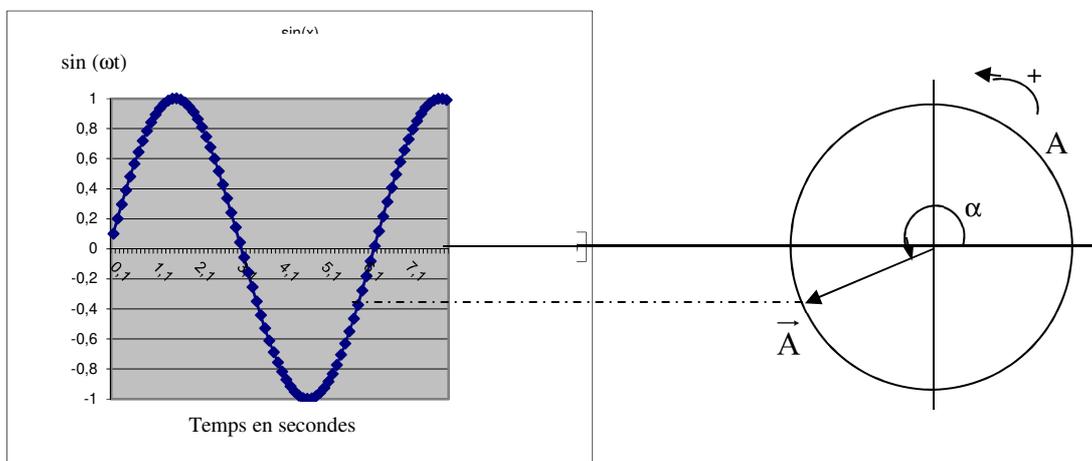
représentation angulaire

représentation fréquentielle

La représentation temporelle permet de mettre en évidence l'évolution de l'amplitude en fonction du temps, la représentation angulaire permet de mettre en évidence le déphasage entre deux instants ou deux positions dans l'espace ou encore entre deux « rayons » lumineux. La représentation fréquentielle permet d'observer le spectre du signal. On passe d'une représentation temporelle à une représentation fréquentielle en utilisant la série de Fourier (ou la transformée de Fourier), mais cela sort du cadre de cette introduction.

Voir TP : Michelson (2) (relation entre train d'onde et distribution en fréquence)

B. ECRITURE COMPLEXE



La représentation angulaire, par un vecteur tournant, de $A(t) = A_0 \cos(\omega t)$ permet de caractériser chaque point de la courbe par le vecteur \vec{A} , de longueur A_0 et dont la position par rapport à la référence des phases, α ($\alpha = \omega t$), est une fonction du temps t . On arrive ainsi à l'écriture sous forme complexe de la fonction sinusoïdale $A(t)$:

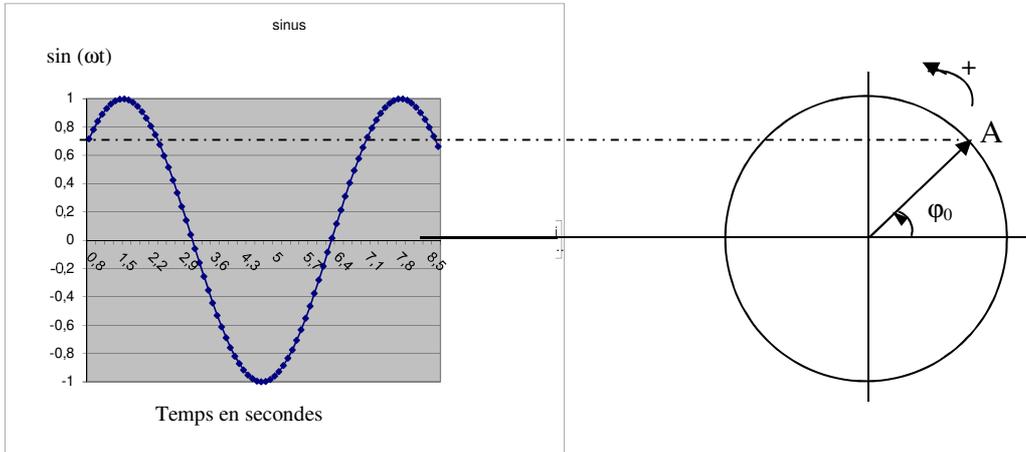
$$A(t) = A_0 \cos(\omega t) \quad \leftrightarrow \quad A(t) = A_0 e^{j(\omega t)}$$

Rappel : $e^{jx} = \cos x + j \sin x$ avec $j^2 = -1$
 $e^{-jx} = \cos x - j \sin x$

d'où l'on déduit les relations d'Euler : $\cos x = \frac{e^{jx} + e^{-jx}}{2}$ $\sin x = \frac{e^{jx} - e^{-jx}}{2j}$

Dans l'exemple représenté ci-dessous, on voit que $\alpha = \omega t + \varphi_0$ avec φ_0 la phase à l'origine (i.e. $t=0$) :

$$A(t) = A_0 \cos(\omega t + \varphi_0) \quad \leftrightarrow \quad A(t) = A_0 e^{j(\omega t + \varphi_0)}$$



Dans le graphe ci-dessus, nous avons choisi les références pour les variables d'espace et de temps de telle façon que : $x = 0$ et $t = 0$ permettent de mettre en évidence la phase à l'origine φ_0 .

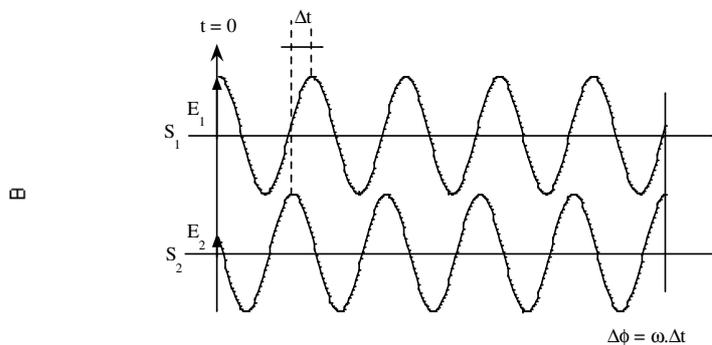
Voir aussi : « Lames minces biréfringentes » «demi onde» ($\lambda/2$) et «quart d'onde» ($\lambda/4$)

Remarque : par la suite, on notera l'amplitude de l'onde lumineuse avec $E(t)$

C. SOURCES SYNCHRONES

On dira de deux sources (S_1, S_2), qu'elles sont synchrones si les ondes qu'elles émettent conservent une relation de phase entre elles bien définie dans le temps (cf. figure)

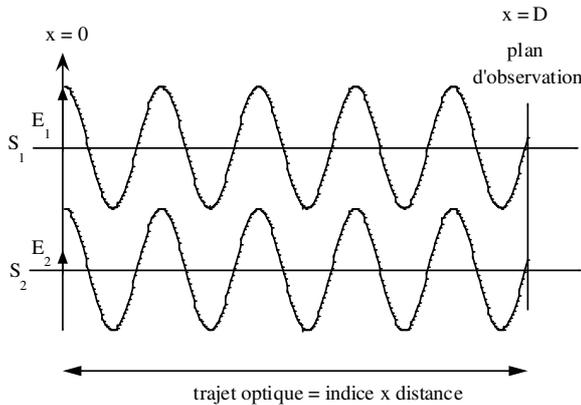
Remarque : la différence de phase ($\Delta\phi$) = $\phi_1 - \phi_2$ n'est pas forcément nulle. Par exemple $\Delta\phi \equiv \pi/2$ dans le cas de la figure ci-dessous.



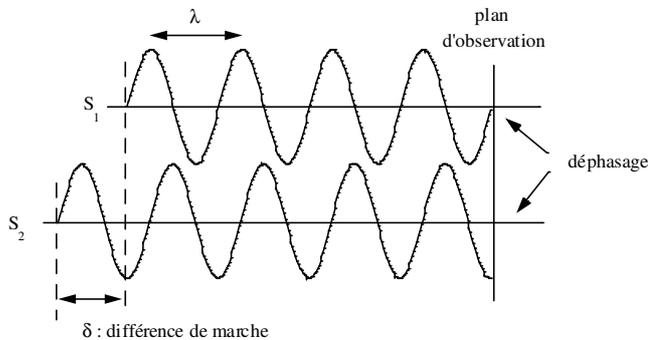
Dans l'exemple ci-dessus, les ondes ont une amplitude $E(t)$, qui dépend du temps t . L'observation est effectuée à une position x , pour une onde monochromatique d'extension infinie (i.e., ce n'est pas un paquet d'onde). Si les **sources** sont **synchrones**, il n'y a pas de variation de $\Delta\phi$. Si, par contre, les sources étaient asynchrone, le décalage temporel Δt varierait de façon imprévisible (car aléatoire dans le temps).

D. DIFFERENCE DE MARCHE ET DIFFERENCE DE PHASE

Supposons deux sources S_1 et S_2 de même longueur d'onde, placées dans un même plan d'abscisse $x = 0$. Si le trajet optique L (trajet géométrique \times indice) est le même pour les deux ondes, alors la relation de phase entre ces ondes dans n'importe quel plan d'observation situé en $x = D$ est la même qu'en $x = 0$. La figure ci-dessous montre des ondes émises en phase en $x = 0$ et qui le sont encore dans le plan $x = D$.



Supposons maintenant que les sources S_1 et S_2 soient décalées dans l'espace d'une distance d : la figure suivante montre que, bien que les ondes issues de S_1 et S_2 soient émises en phase, elles présentent un déphasage dans le plan d'observation. Ce déphasage provient de la différence de chemin optique (L_1, L_2), à parcourir, pour les ondes issues de S_1 et de S_2 . **On note $\delta = L_1 - L_2$ la différence de chemin optique ou différence de marche (d.d.m.).**



Le déphasage $\Delta\phi$ associé à la différence de marche δ est donné par $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda}$

Remarque: Par définition, le chemin optique est $L = n \overline{AB}$ (cf. §I.B.). Pour modifier le chemin optique, on peut soit changer la longueur géométrique \overline{AB} pour l'une des deux ondes (issue de S_1 ou de S_2) soit changer la valeur de l'indice optique sur le trajet d'une des deux ondes (voir TP : Michelson 2 / mesure de l'indice de l'air). On peut aussi pousser le raffinement et faire évoluer les deux paramètres à la fois....

E. INTERFERENCES A DEUX ONDES

Si l'on considère comme au paragraphe précédent deux sources (S_1, S_2) monochromatiques et synchrones, on peut s'intéresser à l'interaction entre les deux ondes issues de ces deux

sources. On parle alors d'interférences à deux ondes : ces interférences sont le résultat de la combinaison cohérente des champs électriques associés à chacune des deux ondes.

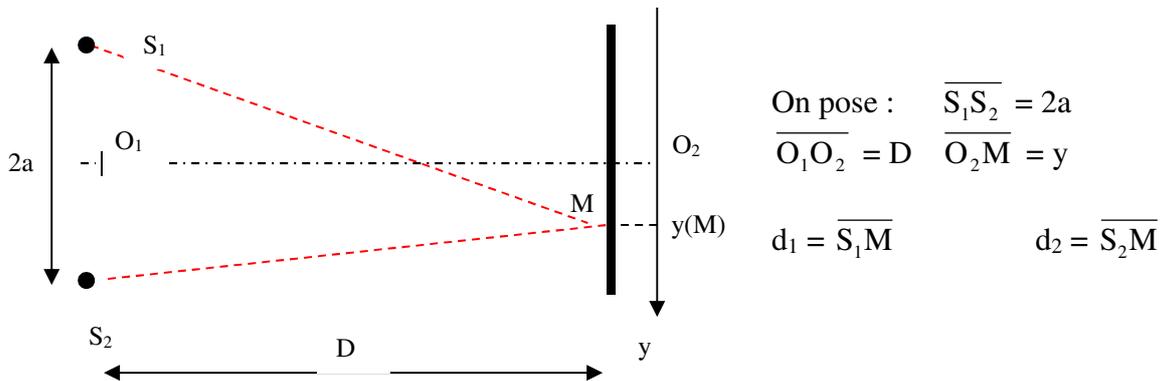
1. Géométrie du système

Pour des raisons de simplicité de calcul, on considère le plus souvent l'interaction des deux ondes à grande distance (i.e. pour des plans d'observations en $x = D \gg \lambda$). Dans ce cas les ondes incidentes $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$ issues des sources (S_1, S_2) peuvent être considérées comme des ondes planes. Les hypothèses concernant les deux sources sont les suivantes :

- Les sources sont ponctuelles (voir TP cohérence spatiale)
- Les sources sont monochromatiques (voir TP Michelson/cohérence temporelle)
- Les sources sont synchrones (voir § II.C.)

2. Calcul de la différence de marche

Les deux ondes, d'amplitude $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$, issues des sources (S_1, S_2) , ont parcouru les chemins optiques (L_1, L_2) de longueur géométrique (d_1, d_2) . On souhaite mesurer l'intensité résultante au point M d'abscisse y (sur l'écran d'observation).



D'où l'expression géométrique¹ de la différence de marche : $\delta = n \frac{2ay}{D}$

Le déphasage $\Delta\phi$ associé à la d.d.m. δ est : $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi n \frac{2a y}{\lambda D}$

3. Intensité résultante

Pour obtenir l'intensité résultante au point M, on somme les amplitudes des champs $[E_1(x, t), E_2(x, t)]$ au point M, puis on calcule le carré de l'amplitude résultante.

Remarque : l'intensité lumineuse en M correspond à l'énergie dissipée sur l'écran à ce point.

$$I(M) = \frac{1}{2} |[E_1(M) + E_2(M)]|^2$$

¹ $d_1^2 = (y + a)^2 + D^2$; $d_2^2 = (y - a)^2 + D^2$; $d_1^2 - d_2^2 = 4ay$ et $d_1^2 - d_2^2 = (d_1 - d_2)(d_1 + d_2)$, avec l'approximation : $(d_1 + d_2) \approx 2D$ on trouve : $(d_1 - d_2) \approx \frac{4ay}{2D} = \frac{2ay}{D}$

$$I(M) = \frac{1}{2} E_0^2(1 + e^{i\Delta\phi})(1 + e^{-i\Delta\phi})$$

$$I(M) = I_0(1 + \cos \Delta\phi) = 2 I_0 \cos^2(\Delta\phi/2)$$

4. Maxima d'intensité - Minima d'intensité - Interfrange

Nous venons de voir que l'intensité lumineuse sur l'écran varie en $(1 + \cos \Delta\phi)$: cette intensité passe donc, de façon périodique, par des maxima et des minima.

- Si $\Delta\phi = p 2\pi$ ($p \in \mathbb{Z}$) $\cos \Delta\phi = +1$ l'intensité lumineuse est maximale on observe une frange claire
- Si $\Delta\phi = (2p+1) \pi$ ($p \in \mathbb{Z}$) $\cos \Delta\phi = -1$ l'intensité lumineuse est nulle : on observe une frange sombre

En calculant la d.d.m. au § II-E-3, nous avons trouvé une expression géométrique $\delta = n \frac{2ay}{D}$ et

la phase $\Delta\phi = 2\pi \frac{\delta}{\lambda} = 2\pi n \frac{2a y}{\lambda D}$ associée. **On peut alors identifier les deux expressions de**

$\Delta\phi$ et établir une relation entre l'ordonnée du point M et les paramètres $(n, \lambda, D, 2a)$, avec comme points remarquables les positions des franges claires et sombres :

- Frange claire : $y(M,p) = p \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$
- Frange sombre : $y(M,p) = \left(p + \frac{1}{2}\right) \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$

La variable p est appelée ordre d'interférence. C'est un nombre entier : les franges sont donc régulièrement espacées. On peut alors calculer l'interfrange, c'est à dire la distance entre deux franges claires (ou sombres) consécutives.

Pour le maximum d'ordre p : $y(M,p) = p \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$ Interférences constructives

Pour le maximum d'ordre (p+1) : $y(M,p+1) = (p+1) \frac{\lambda}{n} \frac{D}{2a}$ Interférences destructives

L'interfrange, entre deux maxima (ou deux minima) consécutifs est :

$$i = x(M,p+1) - x(M,p) = \frac{1}{n} \frac{\lambda D}{2a} \quad \text{dans l'air } n=1 \quad i = \frac{\lambda D}{2a}$$

On remarque que l'interfrange augmente avec la longueur d'onde λ , la distance sources (S_1, S_2) / écran et avec l'inverse de la distance entre sources $(2a)$.

F. METHODES POUR OBTENIR DES SOURCES SYNCHRONES

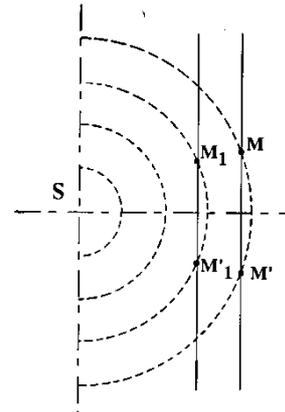
Dans tout l'exposé précédent nous avons supposé que les **sources** (S_1, S_2) sont **synchrones** : il faut donc trouver une méthode pour réaliser cela **expérimentalement**. Le seul moyen possible est de décomposer une source unique en deux sources secondaires. Les méthodes classiques sont :

- La division du front d'onde
- La division d'amplitude

1. Division du front d'onde

Cela consiste à séparer une onde incidente, issue de la source « primaire » S en deux (ou plusieurs) ondes. On peut réaliser cela en plaçant un écran percé de deux trous (ou deux fentes parallèles) sur le trajet de l'onde incidente. On aura réalisé des trous (ou fentes) d'Young.

D'autres systèmes, comme les miroirs ou les biprismes de Fresnel permettent également de réaliser la division du front d'onde.



2. Division d'amplitude

Plutôt que de diviser le front d'une onde primaire, on peut diviser son amplitude en utilisant des lames partiellement réfléchissantes : une partie de l'onde est réfléchiée et une autre partie est transmise. Par des jeux de réflexion et/ou transmission successives, on peut ensuite recombiner deux (ou plusieurs) ondes (cf. TP Michelson, Fabry-Perrot). Plus quotidiennement nous réalisons cela avec des bulles de savon ou des flaques d'eau couvertes d'huile (cf. TP L2, « Mécanique des fluides »/Surface d'une lame de savon).

G. INTERFERENCES A N ONDES

Le phénomène d'interférences est généralisable à 3, 4 ... N ondes issues de sources synchrones. Dans ce cas, l'intensité résultante n'est plus distribuée de manière sinusoïdale comme pour N=2. Les conditions d'interférences constructives se renforcent et les franges claires apparaissent d'autant plus fines que le nombre d'ondes qui interfèrent au point M augmente. La forme générale de la modulation de l'intensité résultante, au point M, est donnée, pour des sources distantes de a, par la relation:

$$I(M) \approx A_0^2 \frac{\sin^2\left(N\frac{\varphi}{2}\right)}{\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)} \quad \text{avec} \quad \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin(\beta) \quad \text{et} \quad \text{tg } \beta = \frac{y}{D}$$

β est l'angle donnant la direction de diffusion de la lumière, vers le point M.

On verra des maxima d'intensité, qu'on appellera maxima principaux, lorsque la condition $\sin\frac{\varphi}{2} = 0$ sera vérifiée. Il apparaît alors entre les maxima principaux N-2 maxima secondaires et N-1 extinctions, qui sont liées à la condition $\sin\frac{N\varphi}{2} = 0$. Les maxima principaux de cette fonction sont alors donnés par $\varphi/2 = k\pi$ (ondes en phase \Rightarrow interférences constructives) et les zéros (extinctions) sont donnés par la relation $N\varphi/2 = m.\pi$ où m est un entier positif ou négatif non multiple de N.

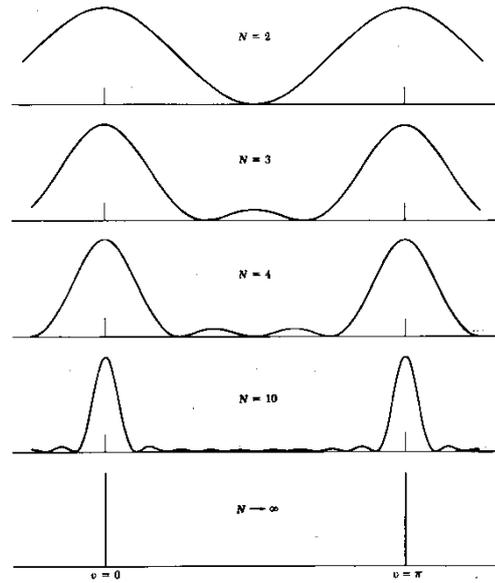
On remarque que la distance entre deux maxima principaux reste inchangée si la distance entre les sources (pas « a ») est constante.

1. N petit ($2 \leq N < 10$)

Tant que le nombre de sources secondaires, N, reste faible, on observe une modulation faible de l'intensité, avec éventuellement des maxima secondaires, de faible intensité entre deux maxima principaux consécutifs.

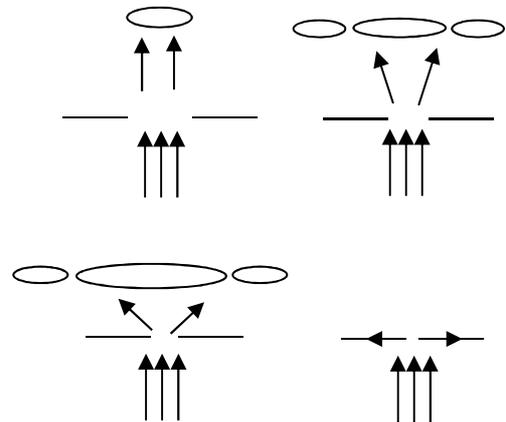
2. N Grand ($N \gg 10$)

Les maxima principaux deviennent de plus en plus étroits (« piqués ») et de plus en plus intense. La limite pour $N \rightarrow \infty$ est une série de pics de Dirac.



H. DIFFRACTION

La diffraction intervient lorsque l'on place un objet unique, de dimension (L) proche de la longueur d'onde λ , sur le trajet d'une onde (plane ou sphérique) propagative. On utilise souvent des écrans opaques percés d'un trou (ou d'une fente). On observe alors la diffusion de la lumière sur un angle solide d'autant plus grand que le trou est petit. Cette situation est schématisée par la figure ci-contre où l'on passe de la situation de l'optique géométrique ($L \gg \lambda$), à une situation où le trou apparaît comme opaque ($L < \lambda$).



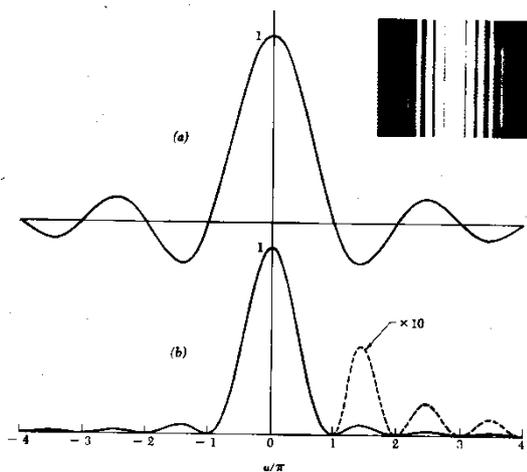
1. Expression de l'intensité diffractée par une fente simple

On se place ici dans l'approximation de Fraunhofer (source placée à l'infini et observation à l'infini). L'intensité diffractée par une fente de largeur -s- dans la direction d'observation θ (voir figure) est donnée par :

$$I(u) = I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \quad \text{où}$$

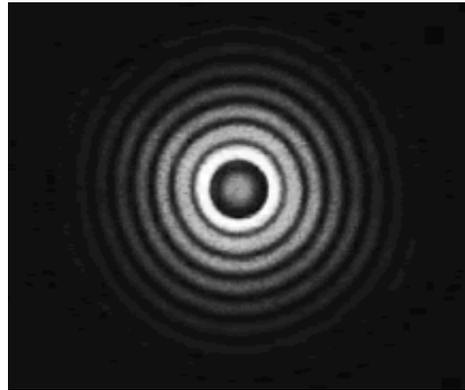
$$u = \frac{\pi s}{\lambda} \sin(\theta)$$

Cette fonction est représentée sur la figure ci-contre. Elle présente des extinctions pour $u = n.\pi$. et les maxima secondaires sont donnés par les racines de l'équation $\tan(u) = u$.



2. Observation de la diffraction par un trou circulaire

Dans la figure ci-contre, l'intensité de la partie centrale de la figure de diffraction a été atténuée, de façon à pouvoir observer les anneaux concentriques et les minima d'intensité. En effet, une proportion importante de l'énergie lumineuse (environ 80%) est concentrée dans la tâche centrale, ce qui abouti à une surexposition du capteur photographique et une perte de contraste rendant l'image inexploitable.



Crédit photo : <http://www.lac.u-psud.fr/experiences-optique/fig-diffraction/Figdediff.html>

III. INTRODUCTION A LA POLARISATION

A. ANALOGIE ONDES ELECTROMAGNETIQUES / ONDES MECANIQUES

Historiquement, l'étude de l'optique « ondulatoire » s'est développée (Grimaldi, diffraction, Huygens, ondes, 17^{ème} S) avant la théorie de l'électromagnétisme. De ce fait, l'onde lumineuse a été modélisée à partir de grandeurs scalaires (Young, 1803-1807), comme en mécanique.

Quelques noms et dates :

Grimaldi,	diffraction, 17 ^{ème} S
Huygens,	ondes + réflexion-réfraction + diffraction, 17 ^{ème} S
Newton,	théorie corpusculaire + réflexion-réfraction + couleurs, 17 ^{ème} S
Young,	ondes + interférences (article 1802 / Analogie son / lumière), 18 ^{ème} S / 19 ^{ème} S
Fresnel,	ondes + interférences + polarisation, 18 ^{ème} S / 19 ^{ème} S
Malus	(Article 1809, polarisation, 1810, biréfringence)
Maxwell,	(article 1873, Equations couplées dites de « Maxwell »)

B. DEFINITIONS

La lumière est bien une onde électromagnétique... !

On qualifiera de **direction de polarisation**, la direction du vecteur \vec{E} , à chaque instant t .

On qualifiera de **direction de propagation** la direction suivant laquelle l'onde lumineuse se propage. Celle-ci est repérée par le vecteur (\vec{k}).

Le **plan de polarisation** est défini par le couple de vecteurs (\vec{E} , \vec{k}).

Le **plan d'onde** est défini par le couple de vecteurs (\vec{E} , \vec{B}).

C. LUMIERE « NATURELLE »

La lumière dite « naturelle » est produite par rayonnement du corps noir (soleil, filament W....) ou excitation/déexcitation d'un gaz par une décharge électrique (foudre, lampe à décharge, tube « fluo »,....) (voir aussi le TP-Michelson2). Dans le cas général elle ne présente pas d'état de polarisation particulier : toutes les directions de \vec{E} , en moyenne, sont présentes.

Pour pouvoir observer et « mesurer » un état de polarisation, il va donc falloir effectuer une « mise en forme » de la lumière :

- soit en sélectionnant un état particulier de la lumière naturelle (polariseurs)
- soit en modifiant l'état de polarisation (biréfringence)
- soit en produisant directement de la lumière polarisée (LASER polarisé)

D. PHENOMENES NATURELS DE POLARISATION.

L'atmosphère terrestre va polariser partiellement la lumière du soleil : ce phénomène est mis à profit par les photographes qui utilisent de filtres polarisants pour accentuer la couleur bleue du ciel et, de ce fait, augmenter le contraste entre « sujet » et « fond »².

La réflexion sur un dioptre limitant un milieu « polaire » va également entraîner une polarisation partielle, ou totale, de la lumière réfléchi³ (« réflexion vitreuse », incidence de Brewster,...voir TP-Polariseurs). L'eau étant un liquide polaire, on observera ce phénomène sur les étendues d'eau (mer, lacs,...), de neige (glaciers). Les fabricant de lunettes de protection solaire utilisent des « verres polarisants » pour atténuer l'intensité de la lumière réfléchi. Ces lunettes sont dédiées aux activités de plein air.

IV. PRODUCTION DE LA LUMIERE POLARISEE

A. SOURCES, TRAINS D'ONDES ET COHERENCE TEMPORELLE

La lumière est produite par désexcitation d'atomes (électrons « périphériques »). Cette désexcitation se produit le plus souvent de manière aléatoire : on dit alors que la **lumière est incohérente** (voir TP Michelson 2 et Cohérence spatiale). Cela veut dire que les ondes associées aux photons émis forment des **paquets d'onde** ou **trains d'onde** de dimension limitée. La dimension caractéristique du train d'onde est sa longueur que l'on nomme **longueur de cohérence** (L_c). A « l'intérieur » du train d'onde, la phase (φ) et la direction de polarisation (\vec{E}) sont conservées. Par contre, d'un train d'onde à l'autre, la phase (φ) et la direction de polarisation (\vec{E}) changent de façon aléatoire (incohérente). A une longueur L_c on peut associer un temps τ_c appelé durée de vie de l'excitation, et tel que :

$$\tau_c = \frac{L_c}{v} \quad (v \text{ la célérité de la lumière})$$

Remarque : $\langle L_c \rangle \approx 1.10^{-3} \text{ m}$ (cf TP Michelson 2) et $1 \text{ m} < L_c < 1.10^{-5} \text{ m}$

Donc $\tau_c \approx 3.10^{-12} \text{ s} = 3 \text{ p}$

Il faut comparer τ_c :

- D'une part, à la période de l'onde visible $T \approx 1,67 \cdot 10^{-15} \text{ s}$ ($\lambda = 500 \text{ nm}$)
- D'autre part, au temps de réponse d'un capteur optique : $\tau_c [1/25 ; 10^{-6}] \text{ s}$

L'état de polarisation est stable sur un temps τ_c mais change 10^6 fois par μs (c'est la direction du vecteur \vec{E} qui change) et la lumière (l'image) que nous observons sur le détecteur (un écran

² Voir par exemple : http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Polarizer_comparison.jpg

³ Voir par exemple : http://fr.wikipedia.org/wiki/Fichier:Polarizer_comparison2.jpg

par exemple) est la superposition de tous ces états : on dit alors que la lumière n'est pas polarisée car on ne peut pas observer d'état stationnaire (ou même stable sur la durée de mesure).

B. COMMENT OBTENIR DE LA LUMIERE POLARISEE

1. En sélectionnant une direction du vecteur \vec{E}

- Filtres dichroïques (Polaroids®) : nommé polariseurs ou analyseurs, en fonction de l'usage
- Prismes biréfringents (Nicoll, Glan-Thomson,...)
- Polarisation sous incidence de Brewster
- Cristaux nématiques (et autres LCD)

En fonction de l'usage que l'on fera d'un polariseur on le nommera :

- **Polariseur** lorsqu'il sélectionne un état de polarisation (rectiligne) bien défini
- **Analyseur** lorsqu'il est utilisé pour déterminer la direction de polarisation (rectiligne) de la lumière incidente.

2. En utilisant une source de lumière déjà polarisée !

LASER polarisé

Ecran LCD

C. COMMENT MODIFIER L'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE

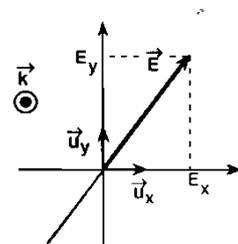
- Polaroids®
- Matériaux biréfringents épais
- Lames minces biréfringentes avec les cas particuliers des lames minces biréfringentes « quart d'onde » et « demi-onde », $\lambda/2$ et $\lambda/4$ (Voir

On suppose, traditionnellement, que la propagation de la lumière se fait dans un milieu isotrope. Pour modifier l'état de polarisation de la lumière, on va donc utiliser des **milieux anisotropes** :

- Chaines de polymères étirées, unidimensionnelles : polaroids, scotch, film à confiture, règles, boîtes en plastique, ...
- Cristaux anisotropes

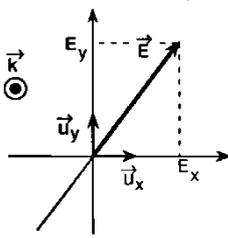
V. CAS PARTICULIERS D'ETAT DE POLARISATION DE LA LUMIERE

La lumière est dite « polarisée » lorsqu'elle présente un **état de polarisation particulier**. Bien souvent (mais c'est un raccourci de langage !), cet état est représenté par une seule direction de polarisation. Il s'agit d'un cas très particulier appelé **polarisation rectiligne**. Néanmoins, il existe d'autres situations caractéristiques de polarisation de la lumière, qui sont la **polarisation elliptique** et son cas particulier qui est la **polarisation circulaire**.



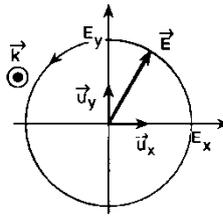
Le terme de lumière polarisée est donc utilisé pour décrire de la lumière dont on sait définir l'état de polarisation.

A. DIFFERENTS ETATS DE POLARISATION



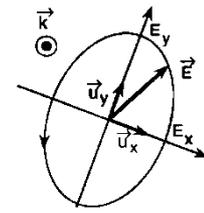
Polarisation linéaire

$$E_x \neq E_y \text{ et } \phi = 0$$



polarisation circulaire gauche

$$E_x = E_y \text{ et } \phi = +\frac{\pi}{2}$$



Polarisation elliptique gauche

$$E_x \neq E_y \text{ et } \phi \in [-\pi, +\pi]$$

Ces différents états de polarisation peuvent être décrits par la combinaison de deux ondes planes E_x et E_y polarisées rectilignement et présentant un certain déphasage ϕ entre elles. Le type de polarisation dépend alors de la valeur de ϕ :

si $\phi = 0$ ou $\pi \Rightarrow$ polarisation rectiligne

si $\phi = \pm \pi/2$ et $E_x = E_y \Rightarrow$ polarisation circulaire

si ϕ quelconque, constant \Rightarrow polarisation elliptique⁴
et $E_x \neq E_y$

$$\begin{cases} E_x = E_{0x} \cos(\omega t - kr) \\ E_y = E_{0y} \cos(\omega t - kr + \Phi) \end{cases}$$

Ces différents états de polarisation peuvent être obtenus en utilisant des polariseurs (polarisation rectiligne) et/ou des lames biréfringentes (cf § TP Biréfringence).

B. TERMINOLOGIE

On qualifiera de **direction de polarisation**, la direction du vecteur \vec{E} , à chaque instant t .

On qualifiera de **direction de propagation** la direction suivant laquelle l'onde lumineuse se propage. Celle-ci est repérée par le vecteur (\vec{k}) .

Le **plan de polarisation** est défini par le couple de vecteurs (\vec{E}, \vec{k}) .

VI. ANALYSE DE LA LUMIERE POLARISEE

A. DETECTEURS

Les détecteurs sont le plus souvent sensibles à l'énergie dépensée, par activation des charges électriques. La grandeur mesurée en sortie du détecteur est proportionnelle à $|\vec{E}|^2$: on parle alors de détecteur quadratique. *L'œil des êtres humains* fait partie de cette catégorie de détecteur et *n'est pas sensible à la polarisation de la lumière*. Il faut donc trouver un moyen de convertir les variations de direction de \vec{E} en une variation d'une grandeur à laquelle l'œil est sensible : on utilise alors les variations d'intensité lumineuses. C'est le rôle de l'analyseur à pénombre.

B. ANALYSEUR A PENOMBRE

⁴ Cas particulier : si $\Phi = 0, \pm \pi/2, \pi$ et $E_{0x} = E_{0y}$ alors la polarisation est également elliptique

L'analyseur à pénombre comporte 3 éléments indispensables :

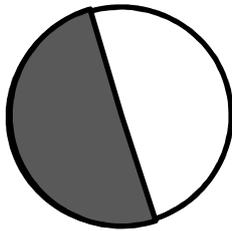
- Un premier polariseur (en entrée)
- Une lame demi-onde ($\lambda/2$, voir § V) qui occupe la moitié du champ de vision.
- Un second polariseur (en position d'analyseur). Une monture tournante et graduée sur laquelle sont montés le polariseur/analyseur et la lame ($\lambda/2$)

Voir l'analyseur « éclaté » en salle de TP

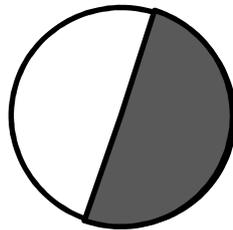
On doit imposer un angle ε entre une ligne neutre de la lame demi-onde et la direction principale du polariseur ($2^\circ \leq \varepsilon \leq 4^\circ$).

Si ces 3 éléments sont solidaires, on pourra s'intéresser à 3 situations particulières :

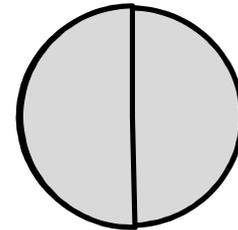
1. Le vecteur \vec{E} est incident perpendiculaire à A (direction principale du polariseur) et forme un angle $+\varepsilon$ avec L' (ligne neutre de la lame demi-onde) : une moitié d'espace est sombre (extinction).
2. Le vecteur \vec{E} est incident perpendiculaire à A (direction principale du polariseur) et forme un angle $-\varepsilon$ avec L' (ligne neutre de la lame demi-onde) : l'autre moitié d'espace est sombre (extinction).
3. Le vecteur \vec{E} est incident parallèle à L' (ligne neutre de la lame demi-onde) et forme un angle $(\frac{\pi}{2} \pm \varepsilon)$ avec A (direction principale du polariseur) : les deux moitiés d'espace sont également, mais faiblement, éclairées : c'est l'équipénombre.



Situation 1
1/2 lune sombre « à gauche »



Situation 2
1/2 lune sombre « à droite »



Situation 3
équipénombre

C. POLARIMETRE DE LAURENT

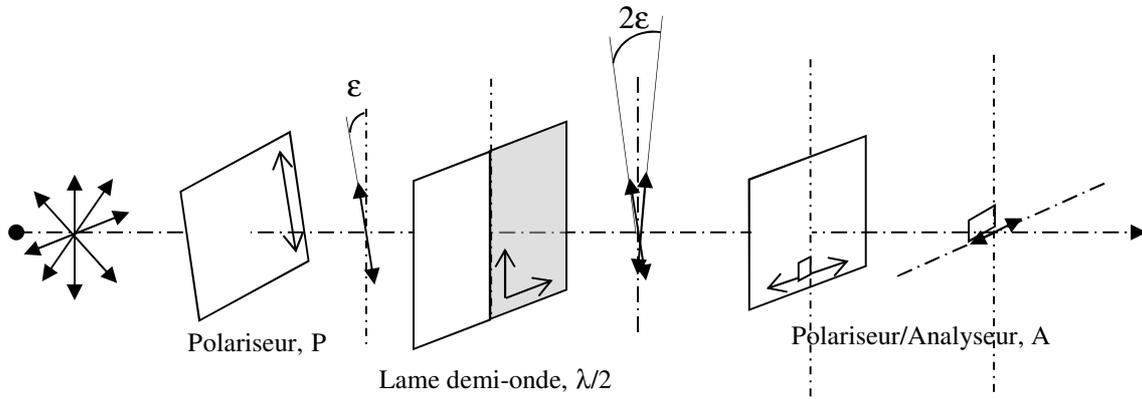
Voir aussi le TP Polarimétrie

Le polarimètre de Laurent est destiné à la mesure du pouvoir rotatoire des solutions chirales ou optiquement actives. C'est une version particulière de l'analyseur à pénombre avec trois modules :

- Une source de lumière naturelle, monochromatique.
- Un polariseur (P) et une lame demi-onde ($\lambda/2$) dont les axes sont décalés de ε . Ces deux éléments sont solidaires, et fixes.
- Un polariseur en position d'analyseur (A).

Dans sa construction, il est très proche de l'analyseur à pénombre décrit ci-dessus. Sa particularité est que le polariseur et la lame demi-onde sont fixes et seul le polariseur/analyseur (A) est monté sur une platine tournante. Le tube contenant la solution optiquement active est placé entre la lame ($\lambda/2$) et l'analyseur.

Evolution de l'état de polarisation de la lumière pendant la traversée de l'analyseur de Laurent :



On s'intéresse aux rayons lumineux qui se propagent suivant l'axe optique, représenté par un trait pointillé horizontal. Les autres traits en pointillés représentent des directions perpendiculaires à l'axe optique et perpendiculaires entre elles. La lumière, non polarisée, est produite par une source monochromatique (lampe spectrale Na). Elle traverse d'abord un **polariseur P** qui définit une direction de polarisation parallèle à sa direction principale. Le sens du vecteur \vec{E} reste indéfini : « vers le haut » ou « vers le bas ». La lumière traverse ensuite un élément dont une moitié est vide et l'autre moitié est occupée par une **lame demi-onde ($\lambda/2$)**. Le faisceau de lumière est alors scindé en deux demi portions qui présentent des états de polarisation symétriques par rapport à une ligne neutre de la lame demi-onde (ouverture angulaire 2ϵ). Le dernier élément est un **polariseur (A)**, placé en position d'**analyseur** : il peut donc effectuer une rotation de 360° autour de l'axe optique. On obtiendra l'équipénombre lorsque la direction principale de l'analyseur sera perpendiculaire à une des deux lignes neutres de la lame demi-onde ($\lambda/2$). Les composantes du vecteur \vec{E} transmises sont alors de même direction, de sens opposé et d'égale amplitude : l'intensité lumineuse sur chaque demi-portion du faisceau est identique et très faible, c'est l'**équipénombre**.

Si on interpose une solution ayant un pouvoir rotatoire entre l'élément comprenant la lame demi-onde et le polariseur/analyseur, la direction des vecteurs \vec{E} est modifiée et l'équipénombre est « perdue » : il faut alors tourner le polariseur/analyseur d'un angle α , pour « retrouver » l'équipénombre. On mesure alors la valeur de α .

L'angle α mesuré vérifie la **loi de Biot** : $\alpha = [\alpha] l c$

Avec :

- $[\alpha]$, le pouvoir rotatoire de la solution
- l , la longueur de parcours de la lumière dans la solution.
- c , la concentration de la solution

Remarque: comme les polariseurs définissent une direction, mais ne permettent pas de sélectionner un sens pour les vecteurs \vec{E} , α ne peut être défini qu'à $k\pi$ près, si l'on n'effectue qu'une seule mesure pour une seule concentration.

VII. CRISTAUX EPAIS ET LAMES BIREFRINGENTES

Dans le *TP Polariseurs*, vous ferez les premières observations avec un cristal biréfringent épais : c'est un cristal de calcite dont les dimensions sont de l'ordre du cm.

Dans le *TP biréfringence* et avec les analyseurs à pénombre vous utiliserez ou vous « mesurerez » des lames minces biréfringentes. Ce sont des lames de mica, d'épaisseur contrôlée comprise entre quelques dizaines et quelques centaines de micron.

- La particularité des ces lames minces est de posséder deux **lignes neutres** : L' et L'' , perpendiculaires entre elles.
- Si la lumière incidente est *polarisée rectilignement et parallèle à L'* (ou L''), alors la lumière ressort de la lame biréfringente sans changement d'état de polarisation.

Nous utilisons deux lames particulières aux propriétés spécifiques :

1. **Lames « demi-onde » ($\lambda/2$)** : elles permettent de faire « basculer » la direction de polarisation (rectiligne) pour obtenir son symétrique par rapport à une ligne neutre.
2. **Lames « quart d'onde » ($\lambda/4$)** : elles permettent de transformer de la lumière polarisée elliptique (ou circulaire) en lumière polarisée rectiligne, et inversement.

Bibliographie :

- « Optique ondulatoire » - H prépa - 2^{ème} année - Hachette Supérieur – 2004
- « Optique physique », Richard Taillet, 2nd édition, De Boeck – 2006-09
- « Expériences d'optique », R. Duffait, 2nd édition, Bréal, 1997
- « Optique expérimentale », Sextant, Hermannn 1997

Polycopiés de l'ENS Montrouge :

<http://poisson.ens.fr/Collection/documents/polys/p33.pdf>

<http://poisson.ens.fr/Collection/documents/polys/p48.pdf>

