

## II-3 DIFFRACTION ET POLARISATION

Dans ce chapitre, on va étudier :

- Le phénomène de diffraction à l'infini
- La polarisation rectiligne d'une onde

### I – Diffraction à l'infini

#### I-1) Limitation d'un faisceau

La propagation d'une onde lumineuse en espace libre, c'est-à-dire sans limite ni obstacle, met en jeu un modèle d'onde progressive, de la source vers l'observateur. Mais tous les dispositifs pratiques introduisent des limitations de l'extension spatiale des ondes :

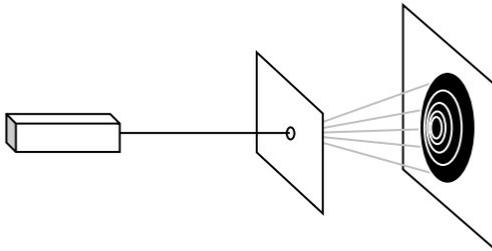
- Une source est entourée d'une enveloppe, percée d'un orifice par lequel sort l'onde ;
- Les instruments permettant d'analyser l'onde, qu'il s'agisse d'un capteur ou de l'œil, ne collectent qu'une partie du faisceau ;
- Les éléments optiques rencontrés par l'onde entre source et capteur, miroirs, lentilles... n'ont qu'une extension finie.

Il faut donc examiner dans quelle mesure le fait de limiter l'extension d'une onde lumineuse en modifie les propriétés : le phénomène associé est la diffraction.

## I-2) Diffraction à l'infini

En pratique, toute réalisation expérimentale met en jeu de multiples causes de limitation de largeur du faisceau lumineux. La cause dominante est celle qui met en jeu le diaphragme de plus faible largeur.

On peut donc réaliser expérimentalement une expérience de diffraction en plaçant un unique diaphragme sur le trajet d'une onde lumineuse progressive et monochromatique, émise par une source lointaine.



*Diffraction d'un pinceau laser par un trou circulaire*

Pour apprécier quantitativement l'étalement d'une onde due à la diffraction par une ouverture, on considère une situation bien définie :

- Le milieu de propagation est le vide ;
- L'onde est une onde progressive sinusoïdale unidimensionnelle, d'axe  $Ox$  et de longueur d'onde  $\lambda_0$  émise par un laser.
- L'ouverture, également appelée diaphragme, est de forme circulaire, d'axe  $Ox$ .

L'observation peut s'effectuer sur un écran placé à **grande distance**, ce qui revient à examiner la répartition de la lumière dans une direction inclinée par rapport à l'axe du faisceau : un point de

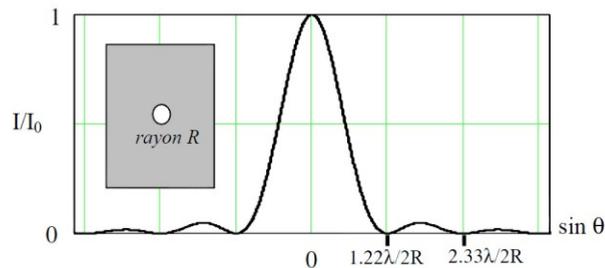
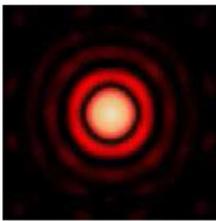
l'écran à distance  $r$  du centre rend compte de l'observation dans une direction inclinée de  $\tan(\theta) \approx \theta = \frac{r}{D}$  : on parle de diffraction à l'infini (ou de Fraunhofer) dans la direction  $\theta$ .

Le problème est invariant par rotation autour de  $Ox$ , donc l'étalement de l'onde est le même dans toutes les directions perpendiculaires au faisceau. On peut assimiler le faisceau diffracté à un cône défini par l'angle  $\theta$  qu'il fait avec  $Ox$ . Cette description n'est qu'une première approximation : de la lumière est diffractée dans des directions plus élevées, mais avec une puissance rayonnée bien inférieure.

Pour évaluer quantitativement  $\theta$ , paramètre sans dimension car c'est un angle, on compare deux longueurs caractéristiques :

- L'une relative à l'onde lumineuse : la longueur d'onde  $\lambda$  ;
- L'autre caractérisant l'ouverture : le diamètre  $d$  du diaphragme.

L'expérience révèle comme prévu une accumulation de lumière autour de l'axe, avec un étalement respectant l'invariance par rotation (forme circulaire)



Si on se limite à la tache centrale de diffraction (on parle de tache d'Airy), l'étude effectuée pour différents diamètres d'ouverture met en évidence les propriétés suivantes :

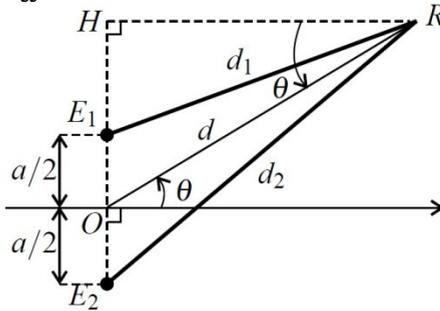
- L'étalement de lumière est imperceptible lorsque le diamètre  $d$  est très supérieur à  $\lambda_0$  ;
- Il devient d'autant plus sensible que le rapport  $\frac{d}{\lambda_0}$  diminue ;
- Le demi-angle au sommet du cône délimitant l'onde diffractée vérifie la relation :  $\sin(\theta) \approx \theta = 1,22 \frac{\lambda_0}{d}$  où le facteur 1,22 vient de la forme circulaire du diaphragme.

La diffraction d'une onde lumineuse est d'autant plus sensible que le diamètre du diaphragme tend à se rapprocher de la longueur d'onde. L'angle caractéristique de l'étalement de lumière est donné par  $\sin(\theta) = \frac{\lambda_0}{d}$ , où  $d$  est la taille caractéristique de l'ouverture.

### I-3) Étalement angulaire en interférences et diffraction

On a vu que l'étalement angulaire en diffraction était de l'ordre de :

$$\sin(\theta) = \frac{\lambda_0}{d}$$



Calcul de  $d_2 - d_1$  en fonction de la position angulaire.

Si on revient aux fentes d'Young on remarque que l'on peut arriver à la même conclusion :

$$\begin{aligned} d_2^2 - d_1^2 &= E_2R^2 - E_1R^2 = E_2H^2 - E_1H^2 \\ &= \left(\frac{a}{2} + d\sin\theta\right)^2 - \left(\frac{a}{2} - d\sin\theta\right)^2 = 2adsin\theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Or à grande distance : } d_2^2 - d_1^2 &= (d_2 - d_1) * (d_2 + d_1) \\ &\approx (d_2 - d_1) * 2d \\ &\Leftrightarrow (d_2 - d_1) = asin\theta \end{aligned}$$

Les interférences sont constructives ssi :

$$asin\theta = n\lambda \Leftrightarrow \sin\theta = n \frac{\lambda}{a}$$

On retrouve la même formule d'étalement sauf

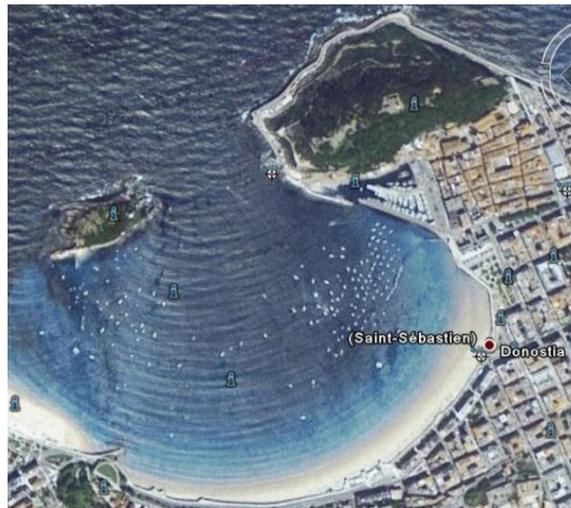
- Qu'en diffraction  $d$  est la dimension du diaphragme
- Qu'en interférences  $a$  est l'espacement des sources.

#### I-4) Généralisation aux autres domaines

La diffraction s'applique à la lumière, car c'est une onde, mais également à tous les phénomènes ondulatoires : les ondes acoustiques, la houle sur la mer, les ondes électromagnétiques des téléphones portables...

Émises par des sources (haut-parleur, antenne...), ces ondes peuvent se propager jusqu'au récepteur en espace libre, c'est-à-dire sans obstacle et sans limite. Mais elles peuvent également se diffracter : il est donc possible de recevoir le signal émis par une source sans être en face de celle-ci :

- Les vagues qui entrent dans une baie ne se réduisent pas à des portions de vagues limités latéralement par des fronts abrupts.
- Le son est perçu par un auditeur qui ne se trouve pas dans l'axe du locuteur
- Les ondes électromagnétiques des téléphones portables se jouent des obstacles, ce qui impose peu de contraintes aux antennes.

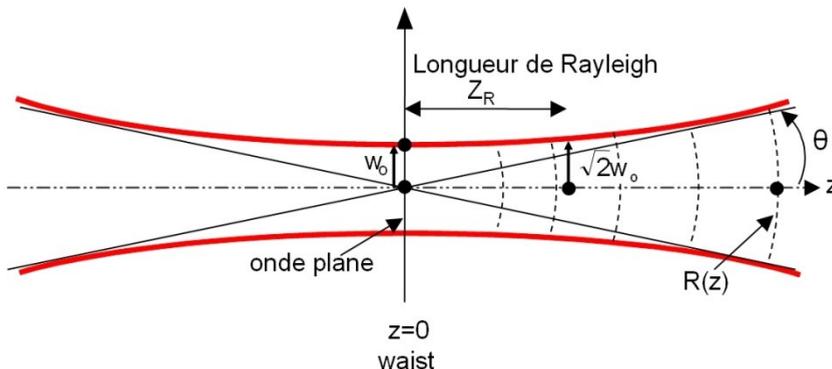


### I-5) Conséquences sur le faisceau laser

Dans le cas particulier du faisceau laser, qui apparaît comme quasi cylindrique, une étude plus précise montre qu'un étalement a lieu au cours de la propagation : le faisceau diverge peu à peu. Ce phénomène s'explique très bien dans le cadre de la diffraction. En effet, si l'on suppose le faisceau limité à un cylindre de diamètre  $d$  à une certaine abscisse  $x$  le long de la propagation, la diffraction par ce diaphragme fictif entraîne une divergence et donc une augmentation de  $d$  avec l'abscisse. On peut parler d'auto-diffraction du faisceau laser.

De la même manière, lorsqu'on met en œuvre une focalisation du faisceau laser sur une petite zone spatiale, ce qui a des applications multiples (découpe de métaux, traitement médical...) on constate que la diffraction impose des limites :

- La diffraction se manifeste d'autant plus que la focalisation augmente, c'est-à-dire qu'on cherche à concentrer le faisceau sur une petite zone ;
- On ne peut notamment atteindre la focalisation sur un point.

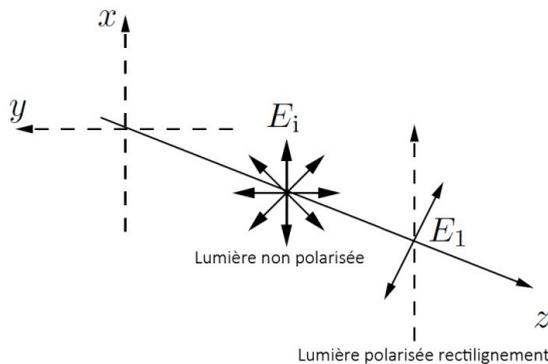


## II – Polarisation de la lumière

### II-1) Onde Polarisée

Les sources de lumière ordinaire émettent de la lumière naturelle : la lumière est émise sous forme d'ondes successives dont l'orientation est quelconque et l'ensemble des directions de vibrations présente une symétrie de révolution autour de la direction de propagation.

Une lumière polarisée, par contre, est une lumière pour laquelle la vibration a une direction bien déterminée dans le plan d'onde (plan perpendiculaire à la direction de propagation). L'état de polarisation peut être représenté par la direction de la vibration dans ce plan d'onde.



## II-2) REALISATION D'UNE ONDE POLARISEE RECTILIGNEMENT

### a) Principe de fonctionnement de la polarisation de la lumière

La lumière naturelle, celle du Soleil par exemple, ou certaines lumières artificielles (lampes à incandescence, certains lasers, ...) ne sont pas polarisées. Cela signifie qu'on ne peut la décrire ni par une polarisation elliptique, circulaire ou rectiligne. La forme la plus générale, pour une OPPH se propageant dans la direction  $\vec{u}_z$ , du champ électrique associé à chaque composante de pulsation  $\omega$  du spectre, est la suivante :

$$\vec{E}(M, t) = E_x(t) \cos(\omega t - kz) \vec{u}_x + E_y(t) \cos(\omega t - kz + \varphi(t)) \vec{u}_y$$

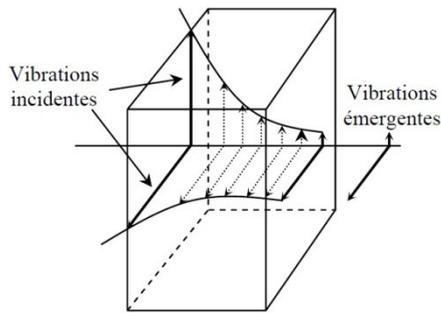
où  $E_x(t)$  et  $E_y(t)$  sont des fonctions aléatoires réelles, vérifiant  $\langle E_x^2 \rangle + \langle E_y^2 \rangle = \varepsilon$ , où  $\varepsilon$  est une constante proportionnelle au flux lumineux, et où  $\varphi(t)$  est un déphasage aléatoire entre les deux composantes du champ. L'extrémité du champ  $E(t)$  en un point d'abscisse  $z$  se déplace de façon aléatoire dans le plan. Une telle lumière est dite naturelle ou non polarisée.

Il est en revanche possible de polariser, totalement ou partiellement, une onde soit par réflexion vitreuse (i.e. sur un dioptre de verre ou de plastique), soit par réflexion métallique, soit à l'aide d'un polariseur.

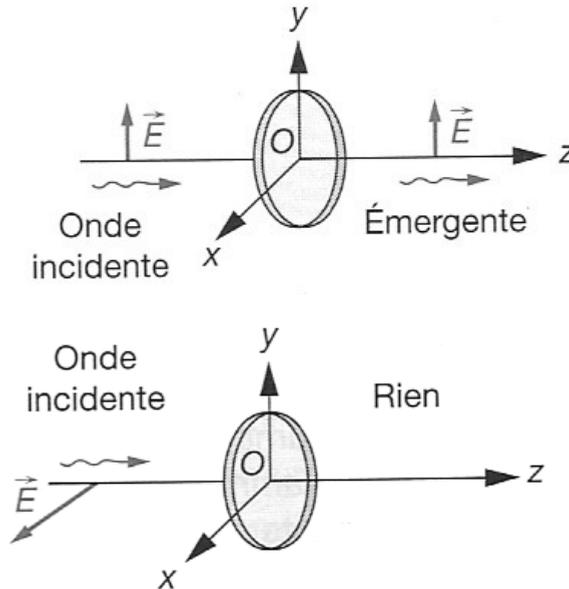
## b) Polarisation par polariseur dichroïque

Dans le domaine optique il existe aussi des dispositifs permettant de transformer une lumière non polarisée ou de polarisation quelconque en lumière polarisée rectilignement. Le dichroïsme rectiligne est à la base du polariseur le plus couramment utilisé à l'heure actuelle : le Polaroid. Les Polaroids dichroïques modernes ont en effet des caractéristiques proches de celles des polariseurs rectilignes cristallins pour un coût beaucoup plus faible.

Une substance dichroïque est biréfringente (Elle a deux indices optiques différents suivant ces axes) mais, de plus, absorbe de manière très inégale les vibrations selon leur direction. Ces matériaux ont donc deux « indices complexes » correspondant à chacune des lignes neutres. La différence de comportement suivant la direction provient de la constitution du Polaroid : il se présente sous la forme d'une feuille en matière plastique de quelques dixièmes de millimètre d'épaisseur. Cette feuille est constituée de longues chaînes de polymères étirées majoritairement dans une direction. En outre, des molécules de colorant absorbant dans un large domaine spectral sont attachées sur ces chaînes. Les liaisons chimiques colorant-chaîne sont toutes orientées de la même façon ; de cette manière, l'absorption de la feuille dépend très fortement de la direction de polarisation.

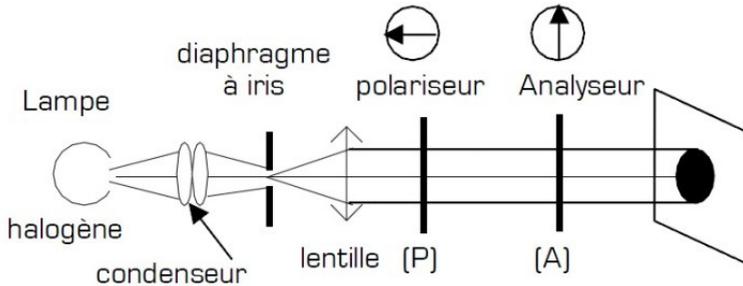


On appelle axe du polariseur, l'axe qui laisse émerger un maximum de lumière de celui-ci. Supposons que cela soit  $Oy$  alors on constatera les résultats suivants :



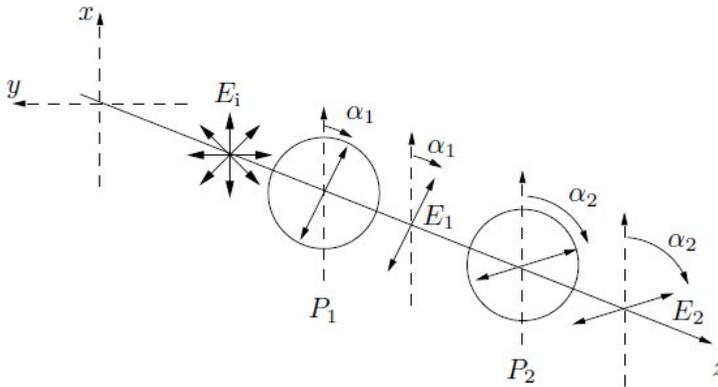
## II-3) Loi de Malus

### a) Expérience proposée



Si on ajoute un deuxième polariseur dans le montage (appelé analyseur), on remarque une variation d'intensité sur l'écran. En tournant l'analyseur dans son propre plan, on observe que l'éclairement varie entre un éclairement maximal et l'extinction totale du faisceau transmis. Cette extinction se produit chaque fois que les directions de (P) et (A) sont croisées. Vu qu'on arrive à une extinction totale à la sortie de l'analyseur (A), on a bien créé une onde polarisée rectilignement à la sortie du polariseur (P). L'intensité lumineuse à la sortie de (A) vérifie la loi de Malus.

## b) Loi de Malus



Si on note  $\theta = \alpha_2 - \alpha_1$  l'angle entre les deux polariseurs  $P_2$  et  $P_1$  alors l'intensité à la sortie de l'analyseur est donnée par :  $I = I_0 \cos^2 \theta$

Noter bien que l'angle lu sur les polariseurs n'est qu'un repère relatif, il n'indique en rien la direction principale du polariseur.

## II-4) Effets liés à la polarisation

- Lunettes 3D
- Lunettes de soleil
- Test de substances chirales
- Ecran LCD...