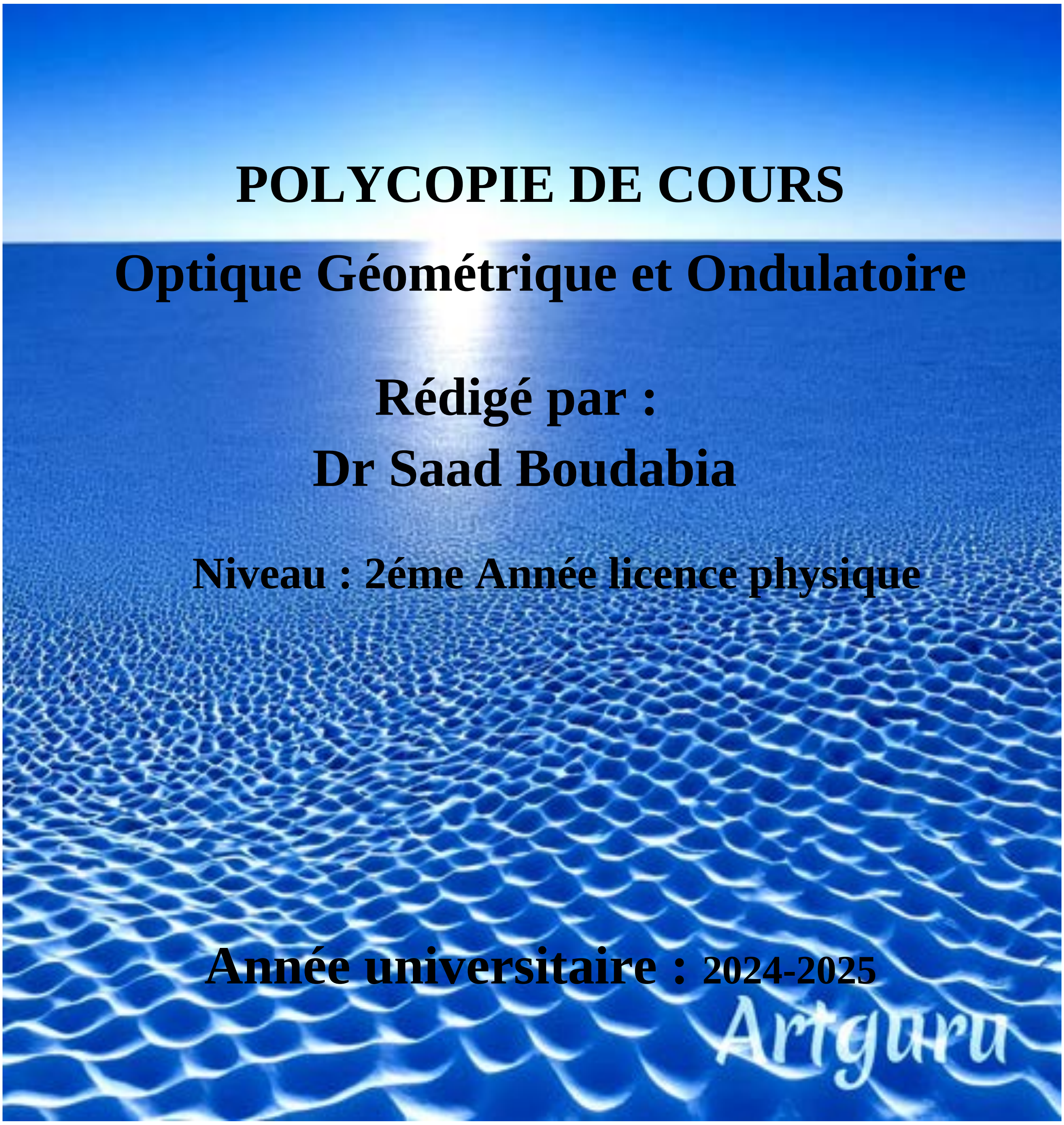
الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire

Ministère de l'enseignement supérieur et la recherche scientifique	**وزارة التعليم العالي والبحث العلمي**
Université de Ghardaia	**جامعة غرداية**
Faculté des Sciences et de Technologie	**كلية العلوم والتكنولوجيا**

N° ……………/CSF/2024



POLYCOPIE DE COURS

Optique Géométrique et Ondulatoire

Rédigé par :
Dr Saad Boudabia

Niveau : 2éme Année licence physique

Année universitaire : 2024-2025

Avant-propos

Le présent travail est un document de cours destiné aux étudiants de deuxième année licence, option physique. Il est élaboré conformément au canevas proposé par le comité d'enseignement du département d'automatique et visé par la tutelle.

L'objectif du document n'est pas d'être complet et d'aborder toutes les questions d'optique, mais au moins, il aide l'étudiant à comprendre et à analyser de nombreux phénomènes d'optiques dans ses deux aspects géométrique et ondulatoire tels que la dispersion de la lumière, la réfraction, la diffraction, l'interférence, etc.

Le document est structuré en neuf chapitres :

- Généralités et principes
- principes de Snell-Descartes
- Systèmes optiques
- Instruments d'optique
- Les ondes : Introduction et généralités
- Interférence
- La diffraction
- La polarisation
- Le Laser et ses applications

.

Table des matières

I- Optique Géométrique

II- Optique ondulatoire

Chapitre I : Généralités et principes

1. INTRODUCTION

Pour arriver à comprendre et à expliquer les différents phénomènes liés à la propagation de la lumière dans des différents milieux, Maxwel a publié dans le $19^{ème}$ siècle ses fameuses équations basées sur des observations pratiques et des approximations théoriques et selon ces approximations, l'optique (domaine d'étude de la lumière) est divisée en deux grandes catégories.

- **Optique géométrique :**
  - Décrit le chemin lumineux (le parcourt qu'empreinte la lumière).
  - Etudie le comportement de la lumière vis-à-vis les systèmes et les milieux qu'elle rencontre.
  - Offre la possibilité de tracer le chemin lumineux dans des différents milieux non homogènes.
- **Optique physique ou ondulatoire :**
  - Analyse les phénomènes d'interférence et de réfraction.
  - Permet de déterminer les caractéristiques d'une onde lumineuse.

2. LA NATURE DE LA LUMIERE

Jusqu'à la fin du XIXe siècle, la lumière était considérée comme un flux de particules émises par les objets et vues par l'œil d'un observateur. C'est se croyait Isaac Newton. Une autre théorie complètement différente affirmée par d'autres savons comme Christian Hyggens (1690), Thomas Young (1801) que la lumière est une onde qui se propage dans toutes les directions de l'espace. James Maxwell (1864) à unifie les deux théories dans une seule baptisée électromagnétisme.

D'après Maxwel, la lumière est décrite par une onde électromagnétique dont ses propriétés sont :

- Elle se propage dans le vide avec une vitesse $\boldsymbol{c = 2.99792458 \times 10^8\ m/s}$
- Sa vitesse dans un milieu d'indice de réfraction $\boldsymbol{n}$ est : $\boldsymbol{v = \frac{c}{n}}$
- Sa longueur est :$\boldsymbol{\lambda = \frac{v}{f} = v.T}$ ou $\boldsymbol{f}$ est la fréquence et $\boldsymbol{T}$ est la période

Valeurs d'indice de réfraction pour quelques milieux :

Milieux	Indice de réfraction n
Air	$1.0003 \approx 1$
Eau	1.33
Glace	1.32
Verre (crown)	1.52
Verre (flint)	1.66

Dans le cadre de l'optique géométrique on va considérer que l'onde lumineuse a une longueur d'onde suffisamment petite et que la lumière se propage dans une ligne droite appelée rayon ou rayon lumineux.

3. DEFINITIONS, LOIS ET PRINCIPES

3.1 Les deux formes de la lumière :

Que la lumière se propage comme une onde ou comme un rayon droit ; il y a une relation qui lie les deux aspects. Un rayon lumineux est une ligne perpendiculaire à une série de fronts d'onde successifs spécifiant la direction du flux d'énergie porté par une onde (figure I-1 b).

La figure I-1 a montre l'analogie entre la propagation des ondes lumineuses et la propagation de l'onde mécanique crée par une toupie sur la surface de l'eau.

Figure I-1 : a- Fronts d'onde dans l'eau

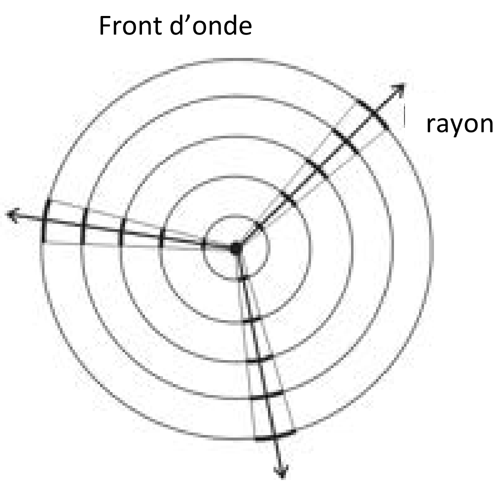


Figure I-1 : b- Fronts d'onde et rayons

Dans l'approximation de l'optique géométrique, le rayon lumineux est symbolisé par un vecteur qui a les caractéristiques suivantes :

- Suit la trajectoire de la lumière
- Normal à la surface du front d'onde
- Son module est tel qu'il minimise le chemin lumineux

Conventions :

On définit l'axe optique comme étant une ligne droite orientée dans le sens conventionnel de la propagation de la lumière.

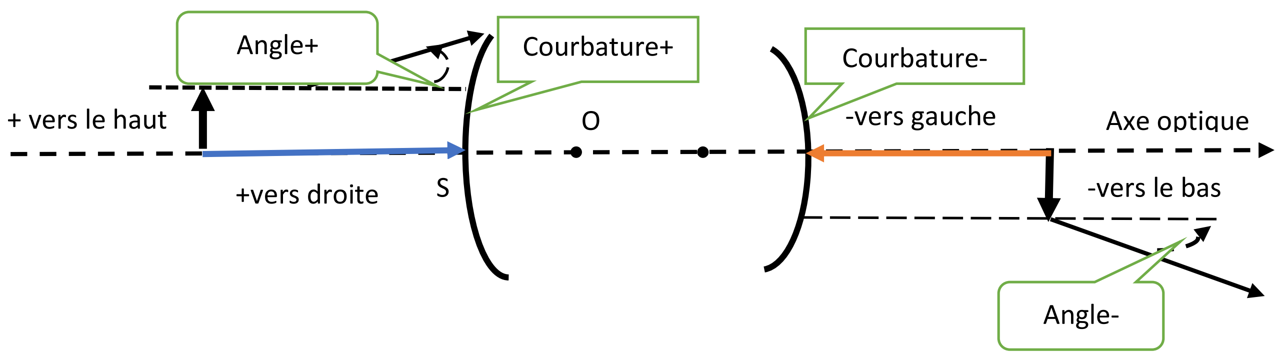


Figure I-2 : Axe optique et sens conventionnel de propagation de la lumière

- La lumière voyage de la gauche vers la droite
- Les distances longitudinales sont positives si elles sont dirigées vers la droite
- Les distances latérales sont positives si elles sont dirigées vers le haut
- Les angles sont positifs s'ils sont dans le sens trigonométrique
- Les rayons des courbatures sont positifs si le côté convexe est dirigé vers la gauche

A la surface séparant deux milieux d'indices différents, se passent deux phénomènes, soit à la fois soit séparément. Ces phénomènes, sont la réfraction et la réflexion.

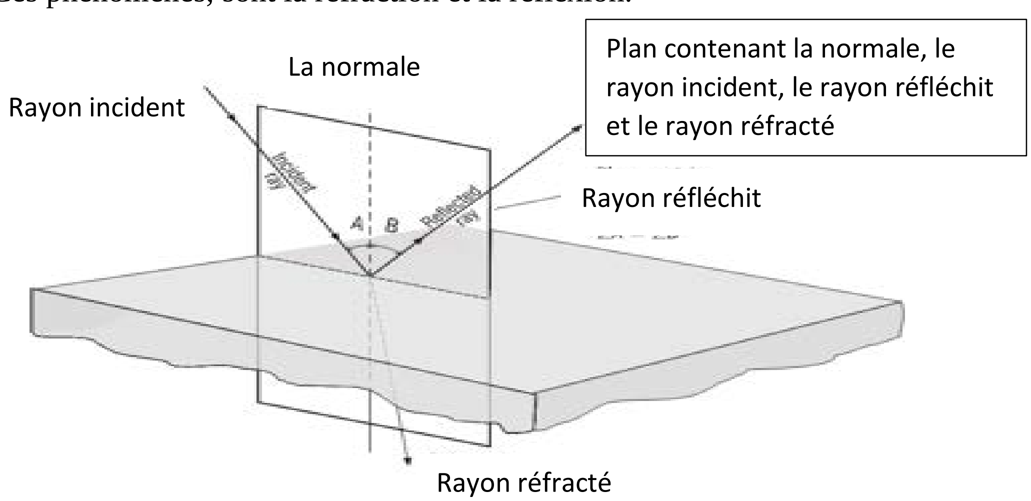


Figure I-3 : Plan d'incidence, rayon réfléchi et rayon réfracté

3.2 Le chemin optique :

On appelle chemin optique [AB] entre les points A et B le long de la courbe (C), l'intégrale curviligne :

$$\boldsymbol{L_{AB}} = [\boldsymbol{AB}] = \int_{C} \boldsymbol{n.ds}$$

$$= \int_C \frac{c}{v}.ds = \int_A^B c.dt = c(t_B - t_A) = c.\Delta t$$

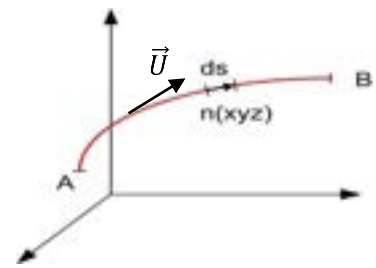


Figure I-4 : Le chemin lumineux

Définition : - Un milieu est dit isotrope lorsque ses caractéristiques restent invariantes dans toutes les directions de l'espace.

- Un milieu est dit homogène lorsque son indice de réfraction est le même en tout point de l'espace.

a. Cas d'un milieu homogène :

$L_{AB} = [AB] = \int_A^B n.ds = n\int_A^B ds = n\overline{AB} = n\vec{U}\cdot\overrightarrow{AB}$; $\vec{U}$ est un vecteur unitaire sur $\overline{AB}$

b. Cas d'une succession de milieux homogènes :

$$L_{AB} = [AB] = n_1\vec{U}_1\cdot\overrightarrow{AI_1} + n_2\vec{U}_2\cdot\overrightarrow{AI_2} + \cdots + n_k\vec{U}_k\cdot\overrightarrow{I_{k-1}B}$$

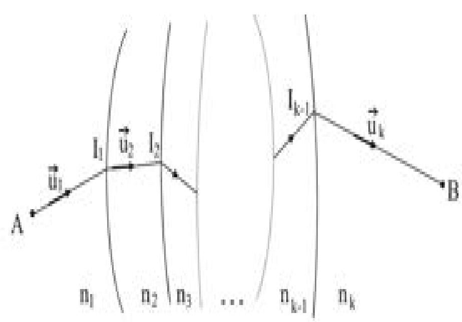


Figure I-5 : Le chemin lumineux, le cas de plusieurs milieux homogènes

3.3 Le principe de Fermat :

a) **Enoncé :** La lumière se propage d'un point à un autre sur des trajectoires telles que la durée du parcours est extrémale (minimale).

En effet pour aller de point A au point, la lumière peut prendre soit le chemin L ou bien le chemin $L + dL$. D'après le principe de Fermat pour que le parcourt soit extrémal il faut :

$$\partial p = \partial L_{AB} = 0 \qquad \text{c'est-à-dire :} \qquad \frac{\partial L_{AB}}{\partial s} = 0$$

b) Conséquences :

- **Propagation rectiligne de la lumière :** Le chemin le plus court entre deux points est suivant une ligne droite qui joint les deux points.
- **Retour inverse de la lumière :** le chemin le plus court pour aller de point A au point B est le même pour aller de point B au point A.

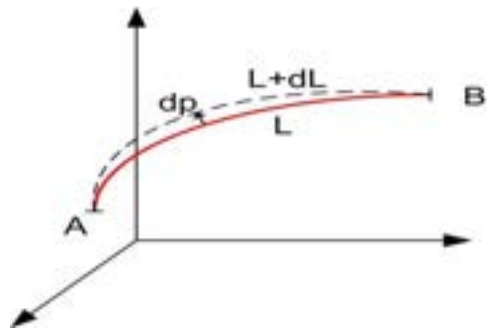


Figure I-6 : Principe de Fermat

- **Le cas de la réflexion :**

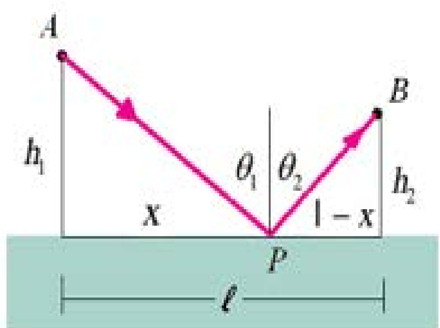


Figure I-7 : Principe de Fermat, cas de la réflexion

Le temps pris pour aller de point A au point B est :

$$t = t_{A\to P} + t_{P\to B} = \frac{\sqrt{{h_1}^2+X^2}}{\frac{c}{n_1}} + \frac{\sqrt{{h_2}^2+(l-X)^2}}{\frac{c}{n_1}}$$

Le chemin le plus court correspond à $\boldsymbol{t}$ minimal :

$$\frac{dt}{dx} = 0 \iff \frac{X}{\sqrt{{h_1}^2 + X^2}} - \frac{l - X}{\sqrt{{h_2}^2 + (l - X)^2}} = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{X}{\sqrt{{h_1}^2+X^2}} = \frac{l-X}{\sqrt{{h_2}^2+(l-X)^2}}$$

$$\Leftrightarrow \sin\theta_1 = \sin\theta_2 \quad \Leftrightarrow \boxed{\boldsymbol{\theta_1 = \theta_2}}$$

- **Le cas de la réfraction :**

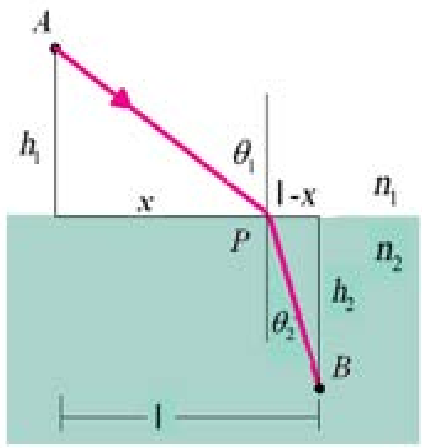


Figure I-8 : Principe de Fermat, cas de la réfraction

Le phénomène de la réfraction se passe au niveau de la surface qui sépare deux milieux d'indices différents cette surface est appelée **dioptre**. En suivant le même raisonnement que le cas de la réflexion on trouve :

$$t = t_{A\to P} + t_{P\to B} = \frac{\sqrt{{h_1}^2+X^2}}{\frac{c}{n_1}} + \frac{\sqrt{{h_2}^2+(l-X)^2}}{\frac{c}{n_2}}$$

$$\frac{dt}{dx} = 0 \Leftrightarrow \frac{n_1 X}{\sqrt{{h_1}^2+X^2}} - \frac{n_2(l-X)}{\sqrt{{h_2}^2+(l-X)^2}} = 0$$

$$\Leftrightarrow \frac{n_1 X}{\sqrt{{h_1}^2+X^2}} = \frac{n_2(l-X)}{\sqrt{{h_2}^2+(l-X)^2}}$$

$$\Leftrightarrow \boxed{\boldsymbol{n_1 \sin\theta_1 = n_2 \sin\theta_2}}$$

Chapitre II : Les lois de Snell-Descarte

1. DEFINITION DE REFRINGENCE

La réfringence est la capacité d'un milieu à réfracter la lumière. On dit qu'un milieu transparent est plus réfringent qu'un autre lorsque son indice de réfraction est plus élevé que celui de l'autre milieu.

2. LOIS DE SNELL-DESCARTE

Les lois de Snell-Descarte viennent formuler le principe de Fermat en termes d'équations mathématiques. Ces lois sont en nombre de trois ; elles expliquent le comportement d'un rayon lumineux lorsqu'il atteint la surface d'un dioptre.

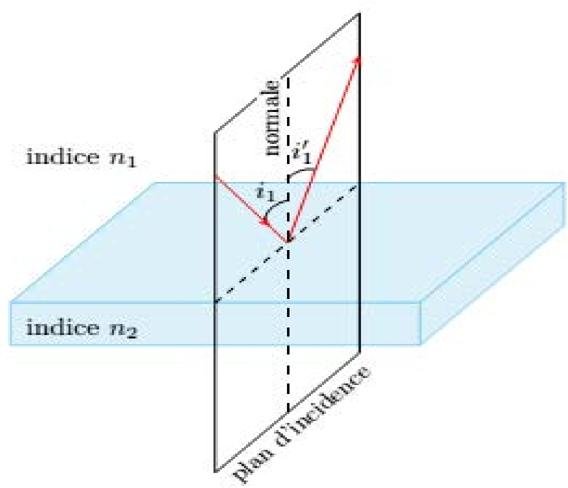


Figure II-1 : Rayon incident, rayon réfléchi et rayon réfracté

$\boldsymbol{n_1}$ et $\boldsymbol{n_2}$ sont respectivement les indices des milieux 1 et 2.

$\boldsymbol{i_1}$, $\boldsymbol{i'_1}$ et $\boldsymbol{r}$ sont dans l'ordre les angles d'incidence, de réflexion et de réfraction.

1ère Loi : Le rayon réfléchi et le rayon réfracté sont dans le plan d'incidence.

2ème Loi (Loi de réflexion): Le rayon réfléchi est symétrique au rayon incident par rapport à la normale et par conséquence les angles d'incidence et de réflexion vérifient:

$$\boxed{i'_1 = i_1}$$

3ème Loi (Loi de réfraction) : S'il y'a réfraction, les rayons incident et réfracté vérifient :

$$\boxed{n_1 \sin i_1 = n_2 \sin r}$$

La troisième loi a des cas particuliers qu'on résume comme suit :

a. Réflexion totale : cas ou $n_1 > n_2$

Dans le premier cadran de cercle trigonométrique la valeur maximale de l'angle de réfraction est $\frac{\pi}{2}$ qui correspond à un angle limite d'incidence $\boldsymbol{i_l}$:

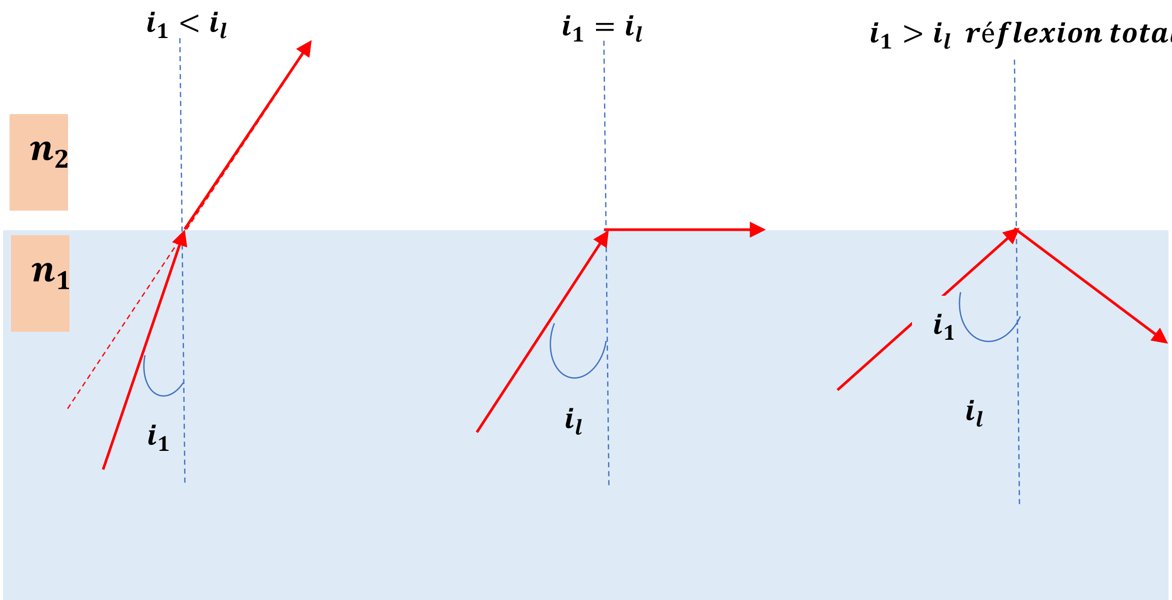


Figure II-2 : La réflexion totale

$$\sin i_l = \frac{n_2}{n_1} \quad \Rightarrow \quad \boxed{i_l = \sin^{-1}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)}$$

Exemple : Une fibre optique de diamètre 0.00635 cm dont sa couche interne est fabriquée de verre d'indice de réfraction 1.39 (voir figure II-3). Calculez θ_m l'angle maximal que fait un faisceau lumineux sous forme d'un cône avec la normale à la face de la fibre pour que le rayon réfracté entrant corresponde à une réflexion totale au cœur de la fibre.

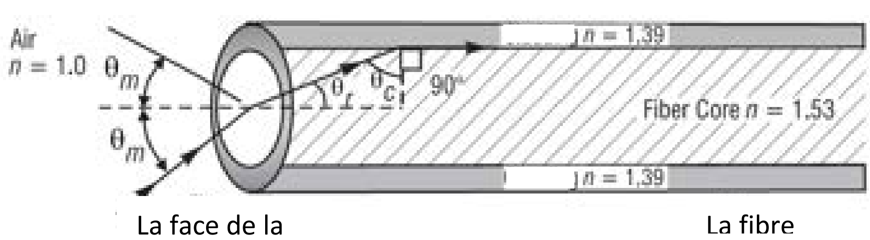


Figure II-3 : La fibre optique

Solution :

L'angle θ_c est l'angle limite qui correspond à une réflexion totale au cœur de la fibre

$$\theta_c = \sin^{-1}\left(\frac{1.39}{1.53}\right) = 65.3^\circ$$

De triangle rectangle à l'intérieur de la fibre on a : $\theta_r = 90^\circ - \theta_c = 24.7^\circ$

En appliquant la troisième loi de Snell-Descartes au niveau de la face :

$$n_{air} \sin\theta_m = n_{coeur} \sin\theta_r \quad \text{soit : } \sin\theta_m = \left(\frac{n_{coeur}}{n_{air}}\right)\sin\theta_r$$

$$\sin\theta_m = \left(\frac{1.53}{1}\right)\sin 24.7^\circ$$

$$\theta_m = 39.7^\circ$$

b. Réfraction limite : cas ou $n_1 < n_2$

L'angle de réfraction limite correspond à un angle incident qui est $\frac{\pi}{2}$:

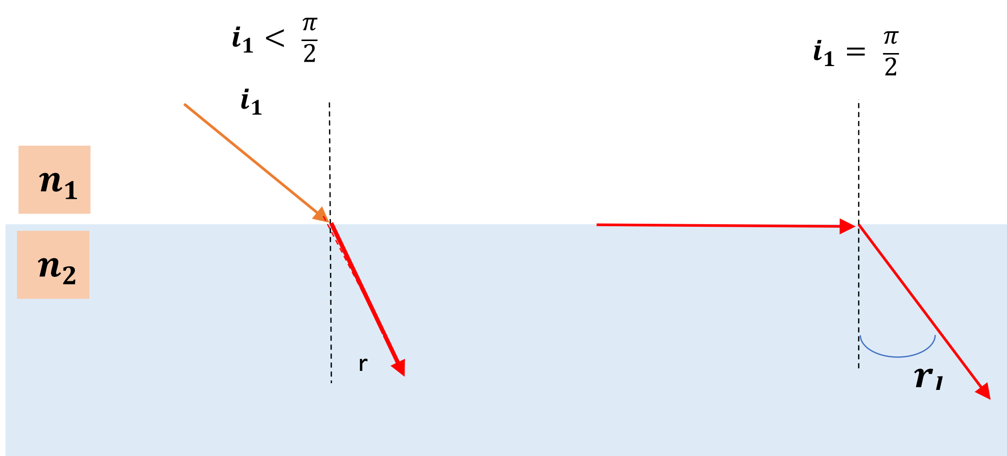


Figure II-4 : La réfraction limite

$$\sin r_l = \frac{n_1}{n_2} \quad \Rightarrow \quad \boxed{r_l = \sin^{-1}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)}$$

c. La dispersion :

L'arc-en-ciel est un bon exemple de phénomène de dispersion de la lumière, en effet lorsque la lumière blanche issue de soleil frappe une gouttelette d'eau suspendue en air le rayon lumineux y pénètre et subit des réflexions et des réfractions puis en sorte.

Un observateur observe en ciel plusieurs couleurs allant de rouge au violet. Chaque couleur qui était contenue dans le rayon lumineux subit une déviation selon sa longueur d'onde.

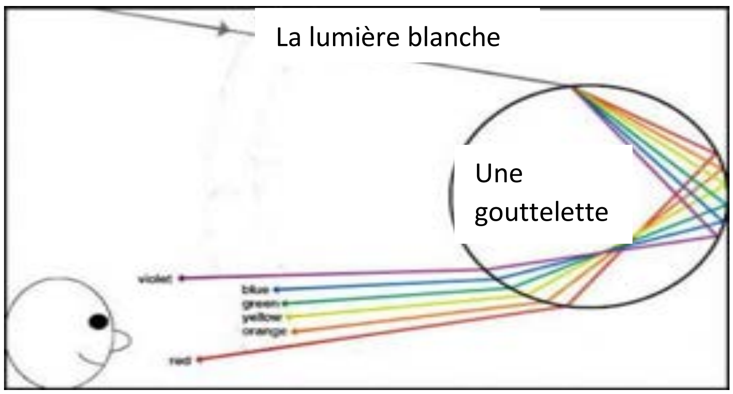


Figure II-5 : La dispersion

3. LE PRISME

Un prisme est formé d'un milieu transparent limité par deux faces planes non parallèles faisant entre elles un angle **A** appelé angle de prisme.

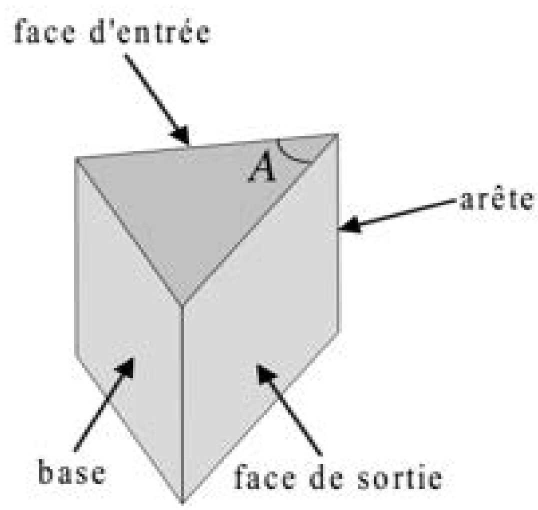


Figure II-6 : Représentation d'un prisme

Lorsqu'un rayon lumineux entre par l'une des faces de prisme et sort de l'autre face, il subit une déviation. Les relations entre les différents angles de prisme sont (voir la figure II-6):

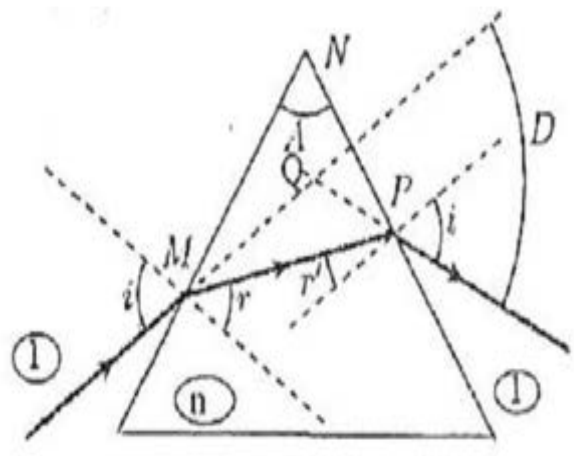


Figure II-7 : Les angles dans un prisme

Au point M : $\sin \boldsymbol{i} = \boldsymbol{n} \sin \boldsymbol{r}$

Au point P : $\boldsymbol{n} \sin \boldsymbol{r}' = \sin \boldsymbol{i}'$

Considérons le triangle MNP : $\boldsymbol{A} + \left(\frac{\pi}{2} - \boldsymbol{r}\right) + \left(\frac{\pi}{2} - \boldsymbol{r}'\right) = \boldsymbol{\pi}$ d'où : $\boxed{\boldsymbol{A} = \boldsymbol{r} + \boldsymbol{r}'}$

Considérons le triangle MPQ : $(\boldsymbol{\pi} - \boldsymbol{D}) + (\boldsymbol{i} - \boldsymbol{r}) + (\boldsymbol{i}' - \boldsymbol{r}') = \boldsymbol{\pi}$ d'où :

$$\boxed{\boldsymbol{D} = \boldsymbol{i} + \boldsymbol{i}' - \boldsymbol{A}}$$

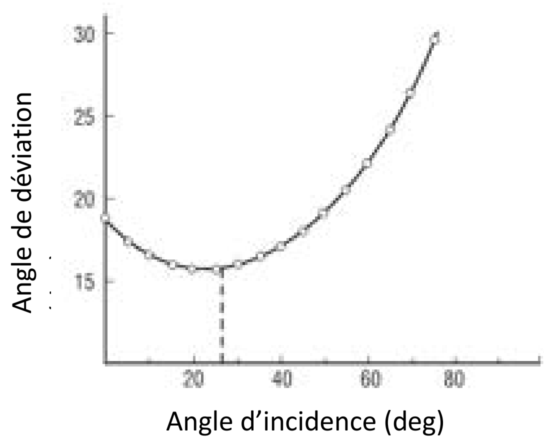


Figure II-8 : La courbe représentante l'angle de déviation

Le graphe de la figure II-8 trace la relation entre l'angle de déviation et l'angle d'incidence.

Pour un angle de déviation minimale le rayon traverse le prisme de manière symétrique, on a ainsi : $\boldsymbol{i = i'}$ et $\boldsymbol{r = r'}$ ainsi on a :

$\boldsymbol{D_{min} = 2i - A}$ et $\boldsymbol{i = \frac{D_{min} - A}{2}}$, en remplaçant dans la première formule de prisme on obtient :

$$\boldsymbol{\sin i = n \sin r}$$

$$\boldsymbol{\sin\left(\frac{D_{min} + A}{2}\right) = n \sin\left(\frac{A}{2}\right)}$$

D'où la valeur d'indice de réfraction de prisme :

$$\boxed{\boldsymbol{n = \frac{\sin\left(\frac{D_{min} + A}{2}\right)}{\sin\left(\frac{A}{2}\right)}}}$$

Exemple : Pour déterminer en laboratoire l'indice de réfraction d'un prisme isocèle d'angle $A = 25^{\circ}$ on a utilisé un laser et on a mesuré l'angle minimal de déviation. Le résultat de mesure est $\boldsymbol{D_{min}} = 15.8^{\circ}$. Quelle est la matière de prisme ?

Solution : En utilisant l'expression de l'indice de réfraction de prisme citée précédemment on peut écrire :

$$\boldsymbol{n} = \frac{\boldsymbol{\sin\left(\frac{D_{min} + A}{2}\right)}}{\boldsymbol{\sin\left(\frac{A}{2}\right)}} = \frac{\boldsymbol{\sin}\left(\frac{15.8^{\circ} + 25^{\circ}}{\boldsymbol{2}}\right)}{\boldsymbol{\sin}\left(\frac{25^{\circ}}{\boldsymbol{2}}\right)} = \frac{\boldsymbol{\sin}(20.4^{\circ})}{\boldsymbol{\sin}(12.5^{\circ})} = \frac{\boldsymbol{0.3486}}{\boldsymbol{0.2164}}$$

$$\boldsymbol{n = 1.61}$$

Il s'agit probablement d'un verre en flint.

4. LAMES A FACES PARALLELES

Les lames à faces parallèles est un système constituée par un milieu transparent, homogène et transparent limité par deux surfaces planes et parallèles de même matériau.

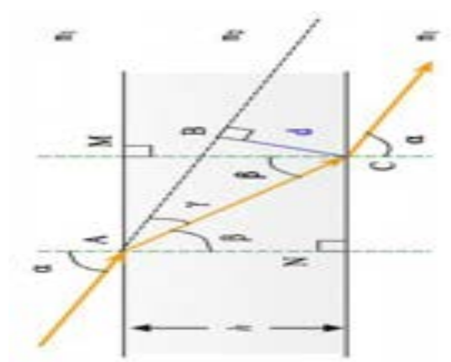


Figure II-9 : Les lames à faces parallèles

Par application de la troisième loi de Snell-Descartes aux points **A** et **C** on trouve :

$$n_1 \sin\alpha = n_2 \sin\beta$$

$$n_2 \sin\beta = n_1 \sin\alpha$$

$$\alpha = \beta + \gamma \rightarrow \gamma = \alpha - \beta$$

Le déplacement latéral d est déduit des relations trigonométriques appliquées au triangle rectangle **ABC** :

$$d = AC.\sin\gamma = AC\sin(\alpha - \beta)$$

De triangle ACN :

$$h = AC\cos\beta \rightarrow \ AC = \frac{h}{\cos\beta}$$

En remplaçant dans l'expression de d :

$$\boxed{d = h \cdot \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\cos\beta}}$$

5. PRINCIPE DE HUYGENS

5.1 Expérience :

La photo sur la figure II-10 montre les fronts d'onde à la surface de l'eau. Avant la barrière les fronts d'ondes sont plans mais lorsqu'ils dépassent le diaphragme au centre, ils deviennent sphériques comme si le diaphragme est une seconde source d'ondes.

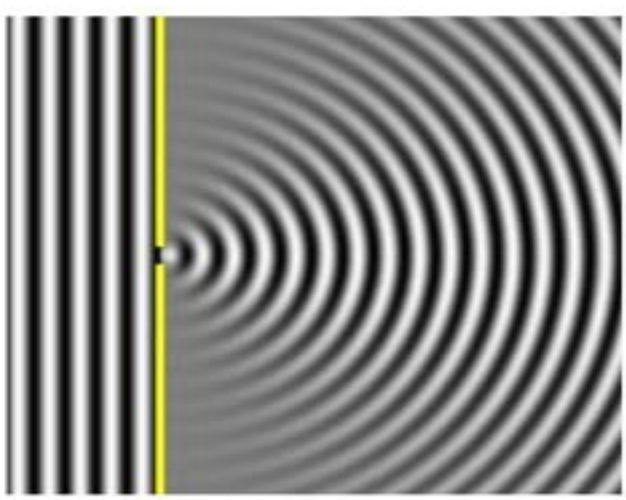


Figure II-10 : Les fronts d'ondes cas un seul diaphragme

La deuxième photo figure II-11 montre le cas où la barrière contient deux diaphragmes et on peut imaginer le cas d’un nombre élevé de diaphragmes.

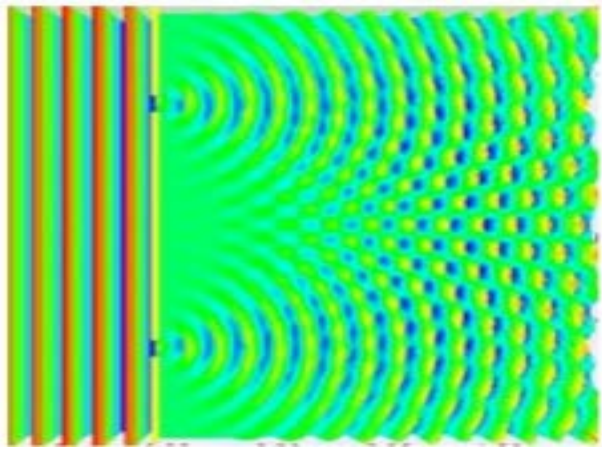


Figure II-11 : Les fronts d’ondes cas de deux diaphragmes

C’est cette notion de seconde source qui a permet à Huygens en 1678 de publier un papier intitulé ‘’ **Traité de la lumière’’**.

5.2 Enoncé du principe:

Chaque point de front d’onde d’une source lumineuse agit comme s’il était une nouvelle source qui émette des ondelettes avec des fronts d’ondes sphériques se propageant dans toutes les directions de l’espace.

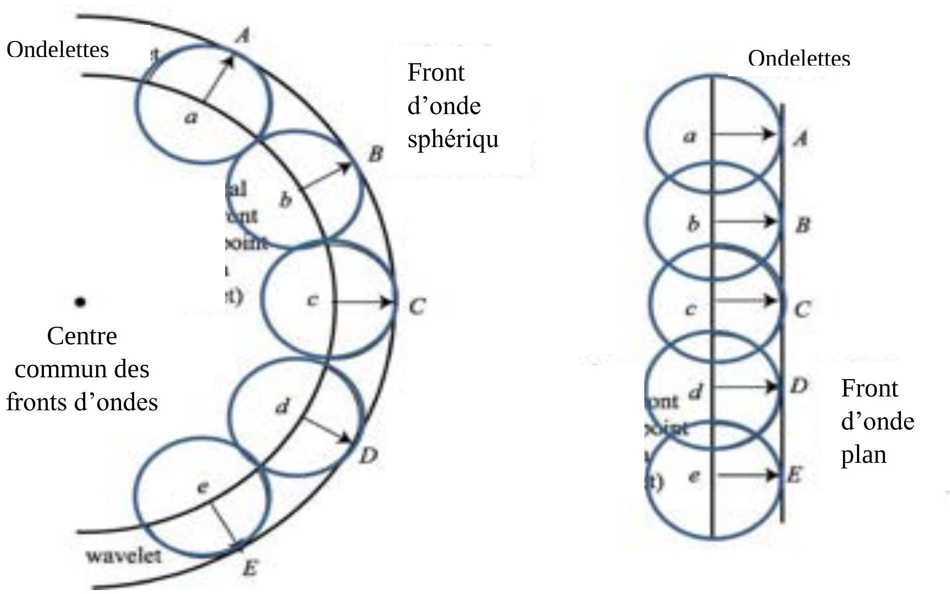


Figure II-12 : Les fronts d’ondes a) sphériques b) plans

5.3 Le cas de la réflexion :

Considérons nous le cas d'une onde lumineuse arrivant à la surface d'un miroir plan avec un angle d'incidence $\boldsymbol{\theta_{in}}$ et se reflète avec un angle de réflexion $\boldsymbol{\theta_{ref}}$ (figure II-13).

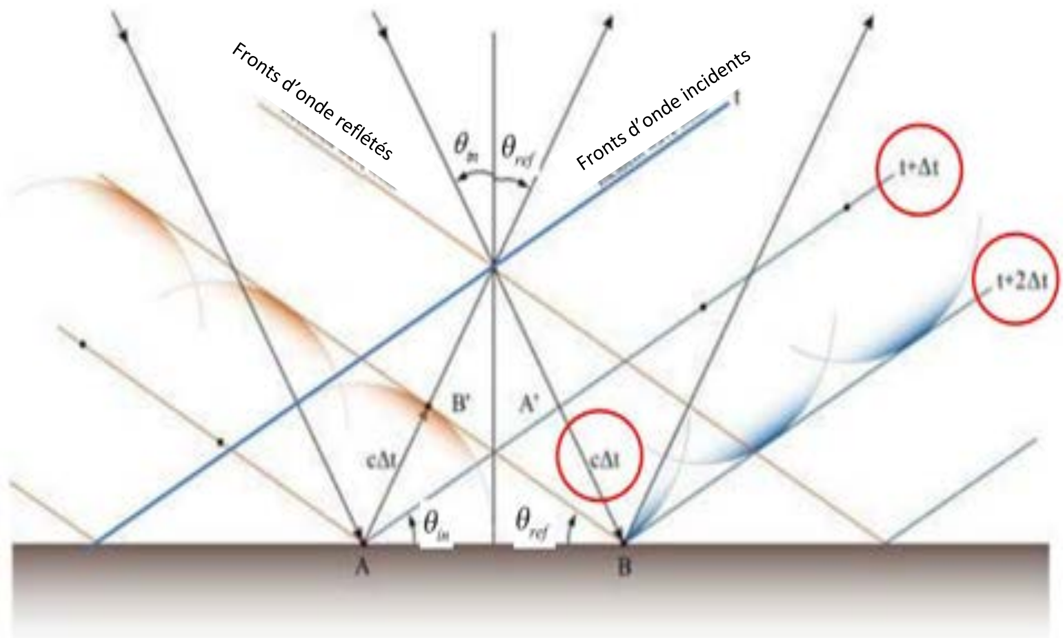


Figure II-13 : Principe de Huygens cas de la réflexion

De triangle AA'B : $\sin\boldsymbol{\theta_{in}} = \frac{c\cdot\Delta t}{AB}$

De triangle AB'B : $\sin\boldsymbol{\theta_{ref}} = \frac{c\cdot\Delta t}{AB}$

D'où : $\sin\boldsymbol{\theta_{in}} = \sin\boldsymbol{\theta_{ref}} \rightarrow \boxed{\boldsymbol{\theta_{in}} = \boldsymbol{\theta_{ref}}}$

C'est la deuxième loi de Snell-Descartes.

5.4 Le cas de la réfraction :

Considérons-nous une onde lumineuse arrivant à la surface d'un dioptre plan avec un angle d'incidence $\boldsymbol{\theta_{in}}$ ou elle subit une réfraction d'un angle $\boldsymbol{\theta_r}$ (figure II-14)

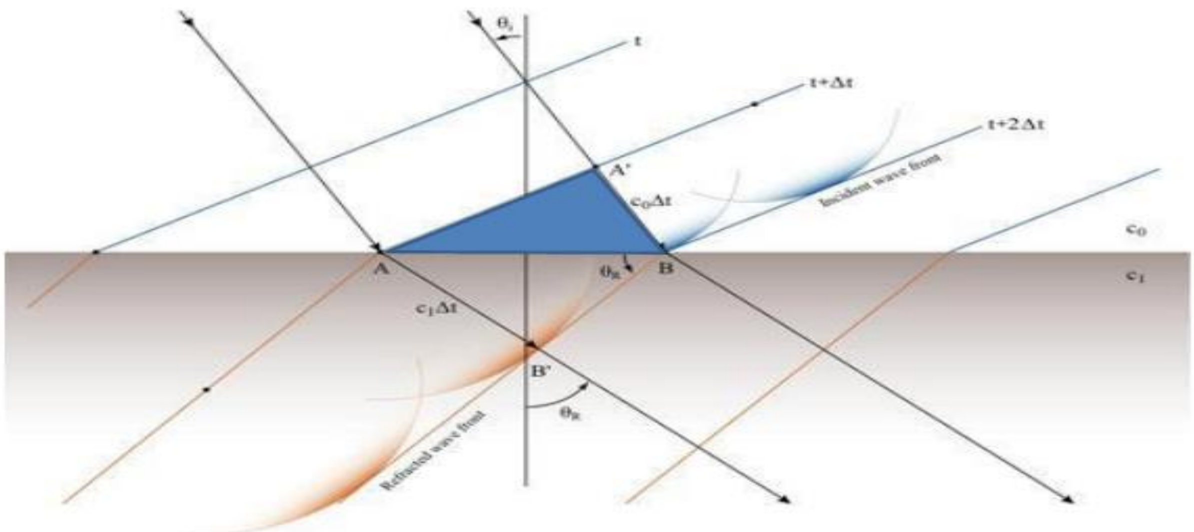


Figure II-14 : Principe de Huygens cas de la réfraction

De triangle AA'B : $\sin\boldsymbol{\theta_{in}} = \frac{c_0 \cdot \Delta t}{AB}$

De triangle AB'B : $\sin\boldsymbol{\theta_r} = \frac{c_1 \cdot \Delta t}{AB}$

Des deux équations précédentes on trouve :

$$AB = \frac{c_0 \cdot \Delta t}{\sin\theta_{in}} = \frac{c_1 \cdot \Delta t}{\sin\theta_r}$$

Les vitesses c_0 et c_1 vérifient : $\boldsymbol{c_0} = \frac{c}{n_0}$ et $\boldsymbol{c_1} = \frac{c}{n_1}$ ce qui permet d'écrire :

$$\frac{c \cdot \Delta t}{n_0 \cdot \sin\theta_{in}} = \frac{c \cdot \Delta t}{n_1 \cdot \sin\theta_r} \quad \rightarrow \quad \boxed{n_0 \cdot \sin\theta_{in} = n_1 \cdot \sin\theta_r}$$

C'est la troisième loi de Snell-Descartes.

6. Constructions de rayon réfracté

6.1 Par la méthode de Huygens :

- On trace deux cercles de rayons R_1et R_2 inversement proportionnels aux indices des milieux incident et émergent : $R_1 = k/n_1$ et $R_2 = k/n_2$
- On prolonge le rayon incident dans le second milieu jusqu'à ce qu'il coupe le cercle de R_1au point A. La tangent à ce cercle coupe l'interface en B.
- La droite passant par B est tangente au cercle du rayon R_2 au point C. Le rayon réfracté pointe vers C.

Cas ou $n_1 < n_2$

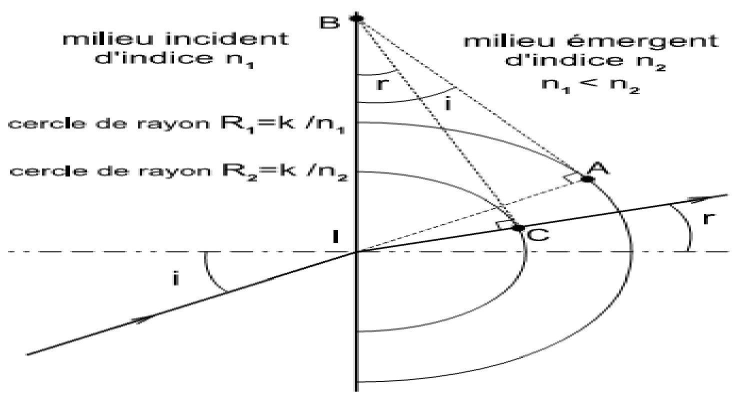


Figure II-15 : Tracé du rayon réfracté pour $n_1 < n_2$

Cas ou $n_1 > n_2$

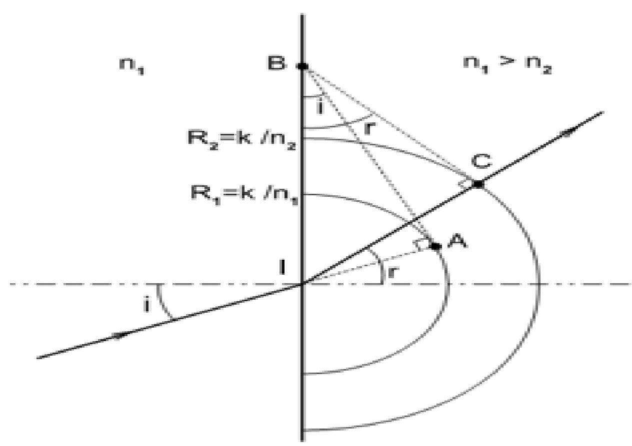


Figure II-16 : Tracé du rayon réfracté pour $n_1 > n_2$

6.2 Par la méthode de Descarte :

- On trace deux cercles de rayons R_1et R_2 proportionnels aux indices des milieux incident et émergent : $R_1 = kn$ et $R_2 = kn'$ (figure II-17 a)
- On prolonge le rayon incident dans le second milieu jusqu'à ce qu'il coupe le cercle de rayon R_1. On trace la parallèle à la normale (figure II-17 b et c).
- Le rayon réfracté passe par le point obtenu sur le cercle de rayon R_2 (figure II-17 d)

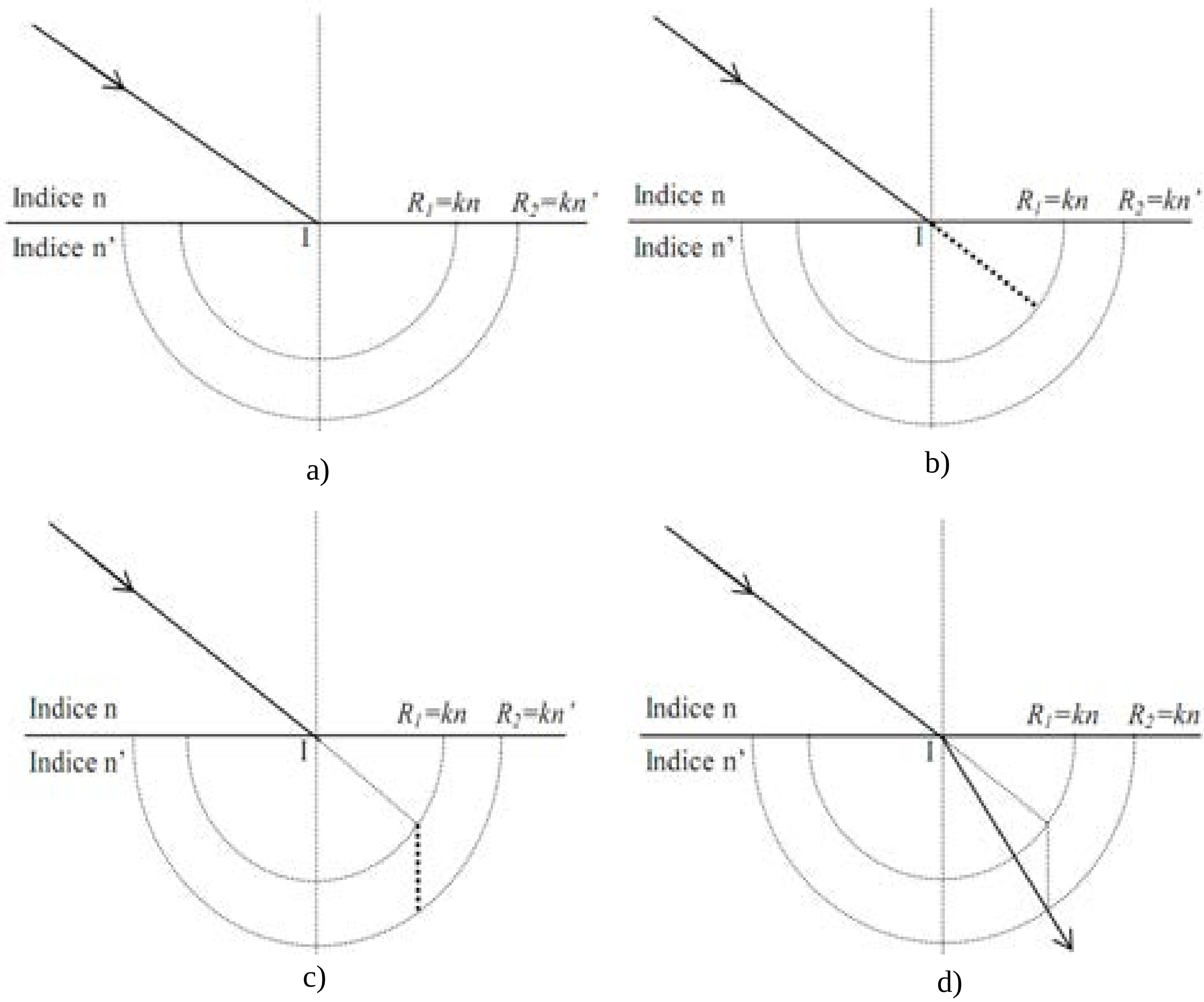


Figure II-17 : Tracé du rayon réfracté pour la méthode de Descarte

Chapitre III : Systèmes optiques

1. DEFINITIONS ET GENERALITES

Un système optique est un milieu ou un ensemble de milieux homogènes, limité par deux faces. Une face d'entrée à travers laquelle entrent les rayons lumineux et une face de sortie à partir de laquelle en sortent. Si les deux faces sont des dioptres, on dit que le système est **dioptrique** mais si l'une des deux faces au moins est un miroir, on dit que le système est **catadioptrique** (la figure III-1).

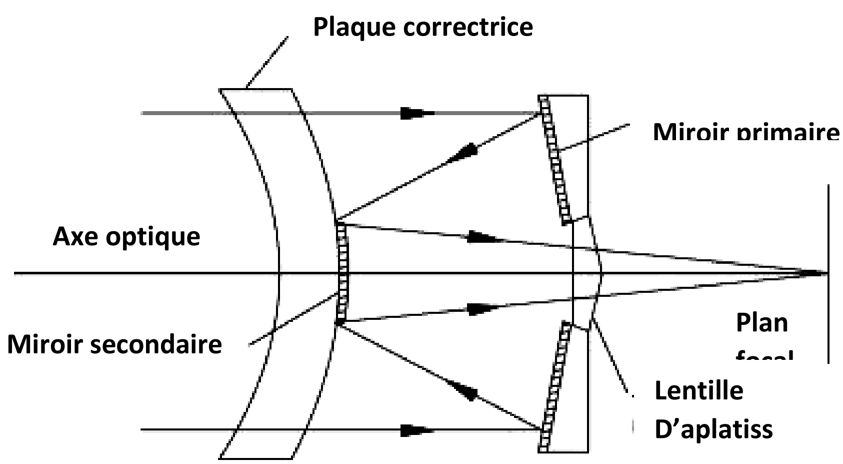


Figure III-1 : Schéma d'un appareil photographique

On dit qu'un système optique est centré lorsqu'il possède un axe de symétrie appelé axe optique.
Tout système optique quel que soit sa forme possède quatre points particuliers qui sont : son centre **O**, son sommet **S**, son foyer objet **F** et son foyer image **F'**.

1.1 Notion d'image :

On appelle notre perception aux objets par l'intermédiaire d'un système optique une image.

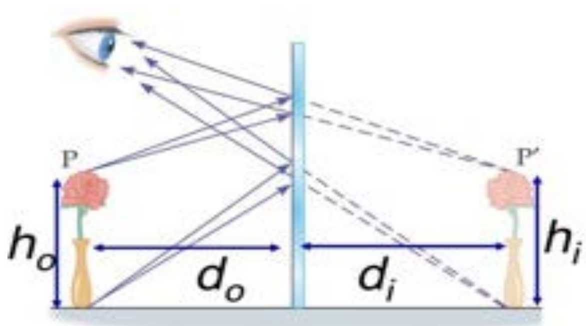


Figure III-2 : Construction d'image par un miroir plan

Les deux faces de tout système optique divisent l'espace en deux demi-espaces ou l'objet ou l'image sont soit réels ou bien virtuels.

- Si l'objet se trouve avant la face d'entrée il est réel, sinon il est virtuel.

Figure III-3 : La position de l'objet par rapport au système

- Si l'image se trouve après la face de sortie elle est réelle, sinon elle est virtuelle (sauf le cas de miroir sphérique).

Figure III-4 : La position de l'image par rapport au système

1.2 Stigmatisme et relation de conjugaison :

Soient un point objet O et son point image I par l'intermédiaire d'un système optique (OS). Si tout rayon optique émergeant de point O converge vers le même point I, on dit que le système (OS) est rigoureusement **stigmatique**. Il se trouve qu'en pratique, certains rayons optiques ne convergent pas vers le point I et dans ce cas I apparu comme une tache. On parle donc d'**astigmatisme**.

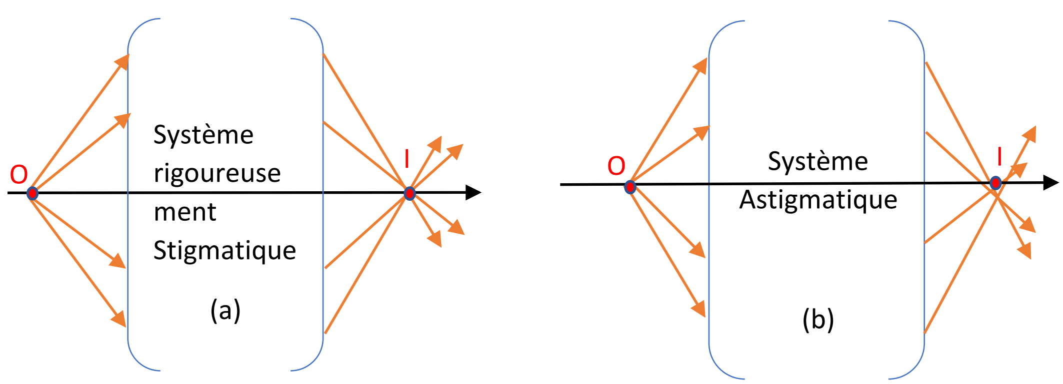


Figure III-5 : a) stigmatisme b) Astigmatisme

Le défaut d'astigmatisme peut être corrigé si on se met dans les conditions de Gauss suivantes :

- L'objet ne doit pas être très grand devant la distance objet-système optique.
- Le point objet doit être suffisamment loin de la face entrée de système optique.
- Il faut que la déviation de l'objet par rapport à l'axe optique soit petite.
- Il faut que l'épaisseur ou la distance entre la face d'entrée et la face de sortie de système optique ne soit pas trop grande.

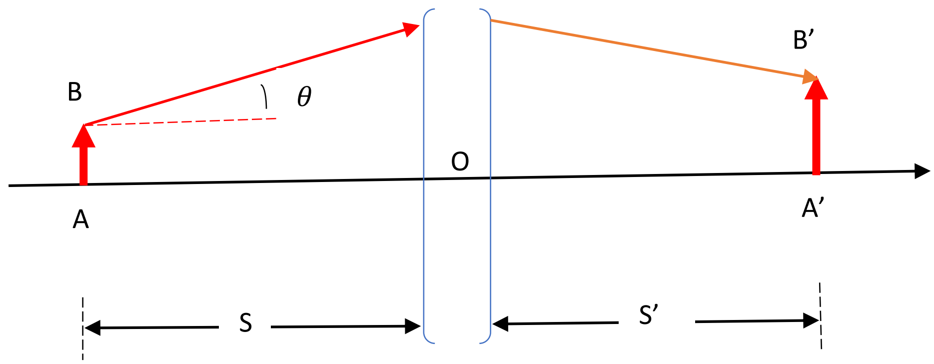


Figure III-6 : Objet et image dans le cas d'un stigmatisme approché

Dans ce cas on parle de **stigmatisme approché** et la relation mathématique qui relie la position de l'objet à la position de l'image est appelée relation de conjugaison.

$$\boldsymbol{f(S,S')=0}$$

Ou $\boldsymbol{S=\overline{OA}}$ et $\boldsymbol{S'=\overline{OA'}}$

1.3 Grandissement transversal

Dans le cas d'un système optique aplanétique qui donne pour tout objet plan perpendiculaire à l'axe optique une image plane et perpendiculaire elle aussi à l'axe optique ; le grandissement latéral est le rapport entre la grandeur algébrique de l'image et la grandeur algébrique de l'objet.

$$\boxed{\boldsymbol{\gamma_t=\frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}}}$$

- $0<\gamma_t<1$ l'image est droite et rétrécie
- $1<\gamma_t$ l'image est droite et agrandie
- $-1<\gamma_t<0$ l'image est renversée et rétrécie
- $\gamma_t<-1$ l'image est renversée et agrandie

1.4 Construction d’image :

Pour construire géométriquement le conjugué ou l’image d’un objet donné par un système optique stigmatique et aplanétique, il suffit de suivre **les chemins optiques de deux rayons issus de l’objet**. Certains rayons optiques suivent des chemins particuliers :

- Le rayon passant par le centre ne subit aucune déviation
- Le rayon incident parallèle à l’axe optique passe forcément par le foyer image.
- Le rayon incident qui passe par le foyer objet, émerge de système parallèle à l’axe optique.

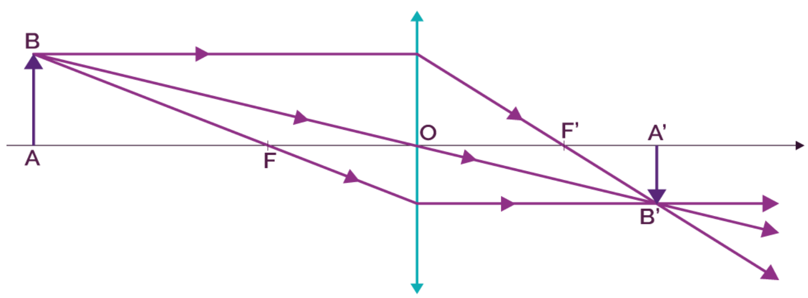


Figure III-7 : Construction d’image par les rayons particuliers

2. LE MIROIR

Le miroir est un système optique qui reflète par sa face réfléchissante jusqu’à 98% des rayons optiques incidents. Il obéit aux conditions de Gauss, donc il est stigmatique et aplanétique. Selon sa forme géométrique, on distingue deux types.

2.1 Le miroir plan :

Sa face réfléchissante est plane.

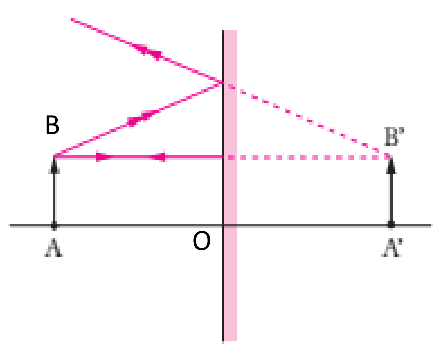


Figure III-8 : Construction d’image par un miroir plan

$$\overline{OA} = -\overline{OA'}$$

$$\gamma_t = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = 1$$

AB est un objet **réel** et $A'B'$ est une image **virtuelle**.

2.1.1 Champ du miroir plan :

C'est la partie de l'espace que peut regarder un observateur dans un miroir.

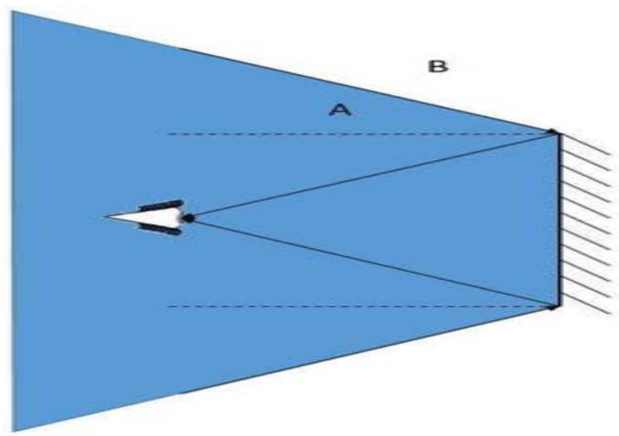


Figure III-9 : Champ de vision d'un miroir plan

2.1.2 Translation d'un miroir plan :

Si on déplace le miroir plan par translation d'une distance **x**, l'image de l'objet **AB** se déplace d'une distance **2x** (figure II-10).

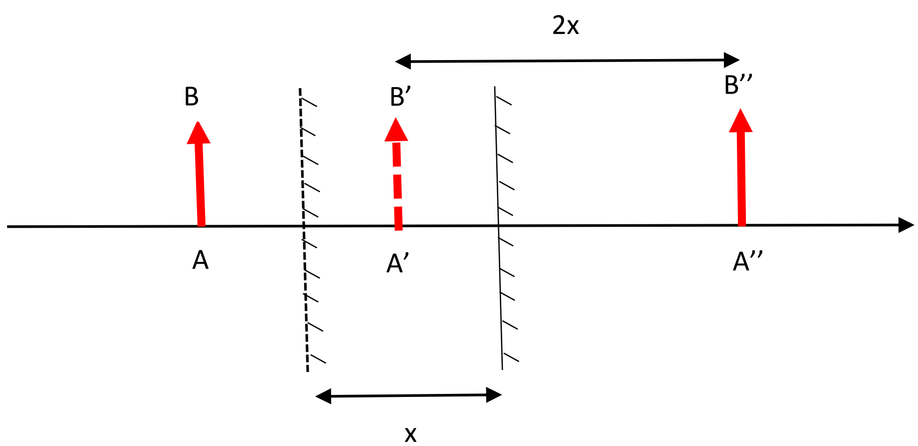


Figure III-10 : Translation d'un miroir plan

2.1.3 Rotation d'un miroir plan :

Si on fait tourner un miroir plan d'un angle $\boldsymbol{\alpha}$, l'image de l'objet **A** tournera d'un angle $\mathbf{2}\boldsymbol{\alpha}$.

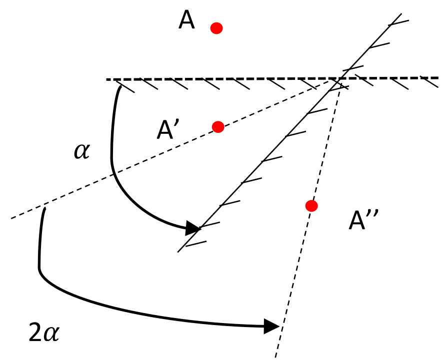


Figure III-11 : Rotation d'un miroir plan

2.1.4 Nombre d'image formé par deux miroirs plans :

Soient deux miroirs plans qui font un angle $\boldsymbol{\theta}$ entre eux, le nombre $\boldsymbol{N}$ d'images formées par les deux miroirs est donné par la formule,

$$\boldsymbol{N = \frac{360^{\circ}}{\theta} - 1}$$

2.2 Le miroir sphérique :

Sa face réfléchissante est sphérique de centre **C** et de rayon **R**. Selon le sens de courbure de la face réfléchissante, on distingue deux types de miroir sphérique (figure II-12).

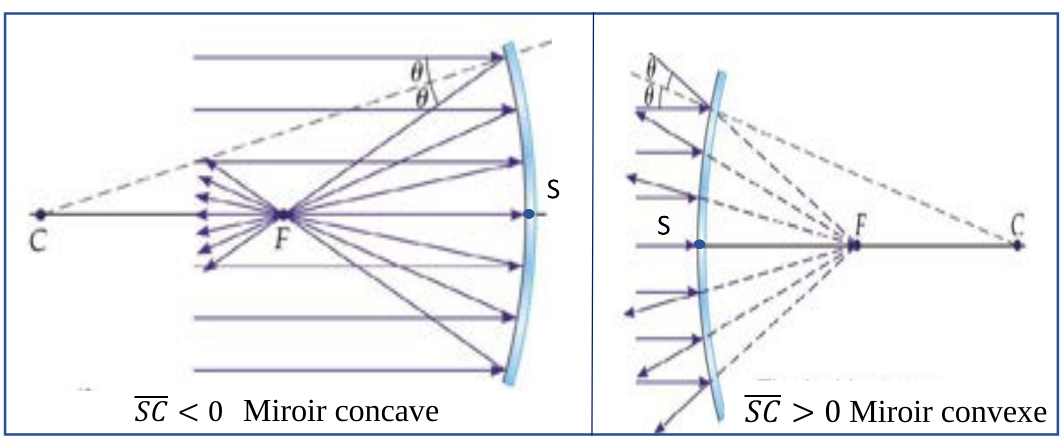


Figure III-12 : Types d'un miroir sphérique

Le point focal $\boldsymbol{F'}$ est l'image d'un objet placé à l'infini. La distance $\overline{\boldsymbol{SF}}$ entre le point focal $\boldsymbol{F}$ et le sommet $\boldsymbol{S}$ de miroir est appelée **distance focale** qu'on note généralement $\boldsymbol{f'}$.

2.1.5 La construction d'image :

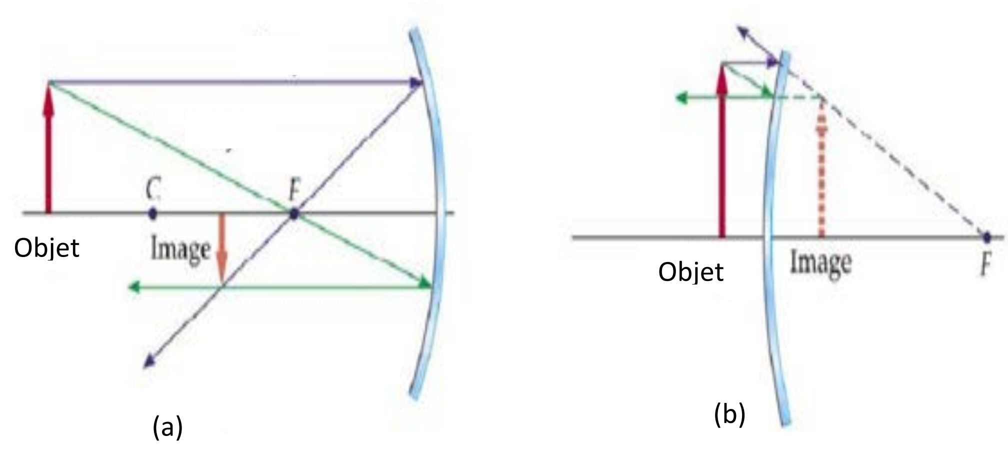
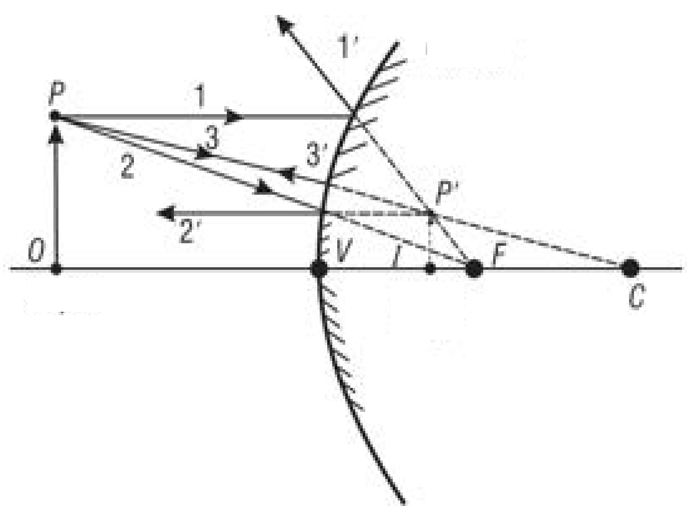


Figure III-13 : Construction d'image (a) par un miroir concave (b) par un miroir convexe

Exemple :

Le rétroviseur côté passager d'une automobile est un miroir convexe. Il fournit au conducteur un champ de vision large, mais des images considérablement réduites. Supposons qu'un objet **OP** fait partie d'une automobile derrière la voiture du conducteur. Utilisez trois rayons particuliers pour localiser l'image de l'objet **OP**.

Solution :



2.1.6 La relation de conjugaison :

Soit un miroir sphérique concave utilisé dans les conditions de Gauss (figure II-14).

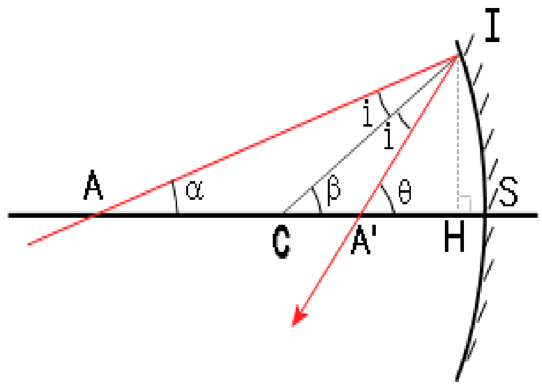


Figure III-14 : Miroir sphérique dans les conditions de

De triangle (AIC) : $\boldsymbol{\alpha + i + (\pi - \beta) = \pi} \quad \rightarrow \quad \boldsymbol{\beta = \alpha + i}$

De triangle (CIA') : $\boldsymbol{\beta + i + (\pi - \theta) = \pi} \quad \rightarrow \quad \boldsymbol{\beta = \theta - i}$

On additionne les deux équations précédentes membre à membre on obtient :

$$\boldsymbol{2\beta = \alpha + \theta \ldots\ldots\ldots\ldots (1)}$$

De triangle (CIH) : $\boldsymbol{\tan\beta = \frac{\overline{HI}}{\overline{CH}} \approx \beta}$

De triangle (AIH) : $\boldsymbol{\tan\alpha = \frac{\overline{HI}}{\overline{AH}} \approx \alpha}$

De triangle (A'IH) : $\boldsymbol{\tan\theta = \frac{\overline{HI}}{\overline{A'H}} \approx \theta}$

On remplace dans l'équation (1) :

$\boldsymbol{2 \cdot \frac{\overline{HI}}{\overline{CH}} = \frac{\overline{HI}}{\overline{AH}} + \frac{\overline{HI}}{\overline{A'H}}}$; dans les conditions de Gauss $\boldsymbol{H \cong S}$:

$$\boldsymbol{2 \cdot \frac{1}{\overline{CS}} = \frac{1}{\overline{AS}} + \frac{1}{\overline{A'S}}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\boldsymbol{\frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} = \frac{2}{\overline{SC}}}}$$

Cette équation est appelée relation ou formule de conjugaison avec origine au sommet. Il existe une formule de conjugaison avec origine au centre qui est :

$$\boxed{\boldsymbol{\frac{1}{\overline{CA}} + \frac{1}{\overline{CA'}} = \frac{2}{\overline{CS}}}}$$

Et le grandissement d'un tel miroir est :

$$\boxed{\boldsymbol{\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = -\frac{\overline{SA'}}{\overline{SA}}}}$$

2.1.7 Le foyer principal objet :

Si l'image d'un objet par un miroir sphérique se trouve à l'infini, l'objet lui-même se trouve dans un point particulier sur l'axe optique de miroir appelé **foyer objet F** (figure II-15).

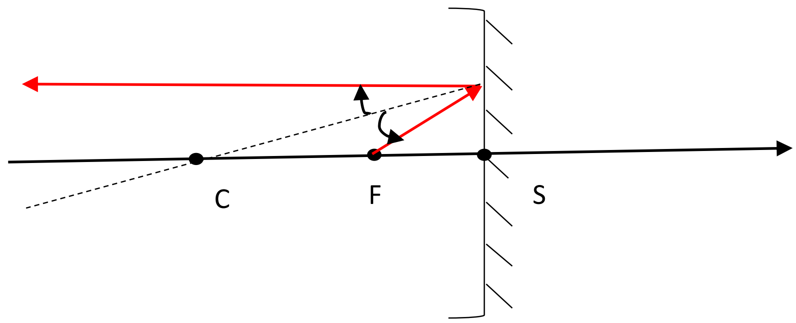


Figure III-15 : Foyer principal objet

Image à l'infini signifie : $\overline{SA'} = \infty \;\; \rightarrow \;\; \frac{1}{\overline{SA'}} = 0$

Objet à **F** signifie : $\overline{SA} = \overline{SF}$

$$\frac{1}{\overline{SF}} = \frac{2}{\overline{SC}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\overline{SF} = f = \frac{\overline{SC}}{2}}$$

2.1.8 Le foyer principal image :

Si on place un objet à l'infini son image par un miroir sphérique se trouve dans un point particulier sur l'axe optique appelé **foyer image F'** (figure II-16).

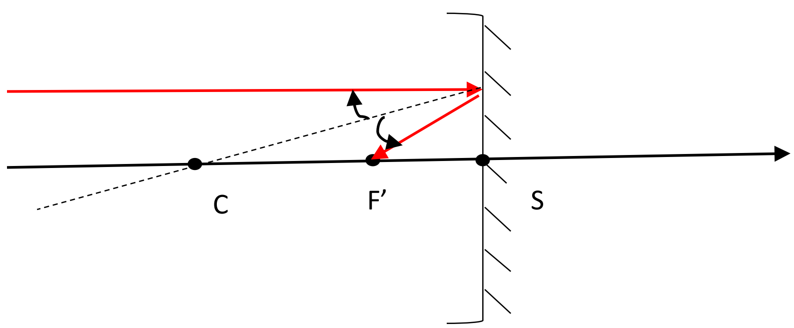


Figure III-16 : Foyer principal

Objet à l'infini signifie : $\overline{SA} = \infty \;\; \rightarrow \;\; \frac{1}{\overline{SA}} = 0$

Image à **F'** signifie : $\overline{SA'} = \overline{SF'}$

$$\frac{1}{\overline{SF'}} = \frac{2}{\overline{SC}} \quad \Rightarrow \quad \boxed{\overline{SF'} = f' = \frac{\overline{SC}}{2}}$$

3. LE DIOPTRE

Un dioptre est la surface qui sépare deux milieux optiques transparents, homogènes et isotropes d'indices de réfractions différents. Dans le cadre de l'approximation de Gauss, les lois de Snell-Descartes sont applicables dans le cas des dioptres et selon leurs formes géométriques, on distingue deux types de dioptres.

3.1 Le dioptre plan :

Soit deux milieux optiques transparents, homogènes et isotropes d'indices de réfraction $\boldsymbol{n_1}$et $\boldsymbol{n_2}$. La surface dans ce cas est plane

3.1.1 La construction d'image :

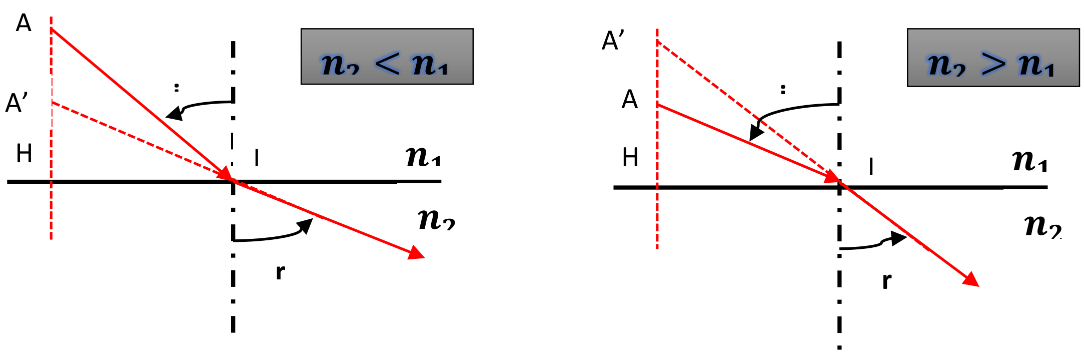


Figure III-17 : La construction d'image par un dioptre plan

3.1.2 La relation de conjugaison :

Le point $\boldsymbol{A'}$ est l'image du point objet $\boldsymbol{A}$ par le dioptre plan. L'objet $\boldsymbol{A}$ est réel par contre son image $\boldsymbol{A'}$ est virtuelle. Il est à remarquer que $\boldsymbol{A}$ et $\boldsymbol{A'}$ sont toujours dans le même coté de dioptre et sur la même normale.

$$\overline{HI} = \overline{HA}\tan i = \overline{HA'}\tan r \quad \rightarrow \overline{HA}\frac{\sin i}{\cos i} = \overline{HA'}\frac{\sin r}{\cos r}$$

Si on se met dans les conditions de Gauss (angles d'incidence petits).

$\cos i \approx \cos r \approx 1$, d'où : $\quad \overline{HA}\sin i = \overline{HA'}\sin r \quad \rightarrow \frac{\overline{HA}}{\overline{HA'}} = \frac{\sin r}{\sin i} = \frac{n_1}{n_2}$

$$\boxed{\frac{\overline{HA}}{n_1} = \frac{\overline{HA'}}{n_2}}$$

Le grandissement transversal du dioptre plan est égal à 1.

3.2 Le dioptre sphérique :

Le dioptre sphérique est une calotte sphérique de centre $\boldsymbol{C}$ de sommet $\boldsymbol{S}$ et de rayon $\boldsymbol{R}$. Selon le signe de la distance algébrique $\overline{\boldsymbol{SC}} = \boldsymbol{R}$, on distingue deux types de dioptres sphériques.

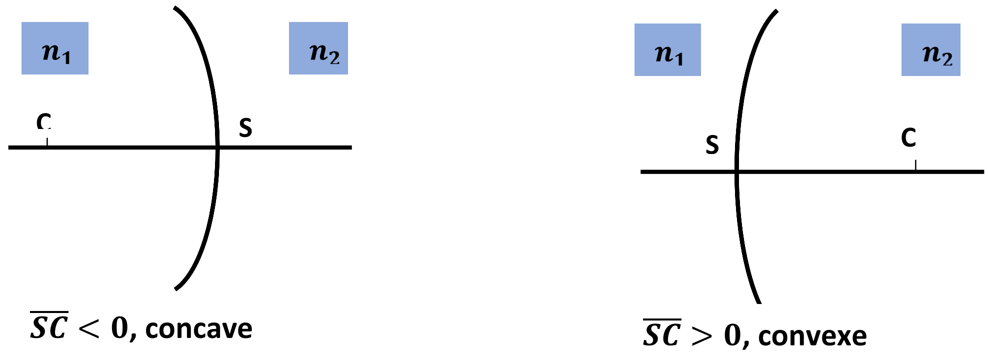
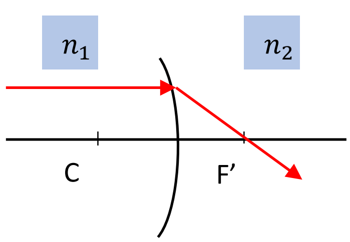
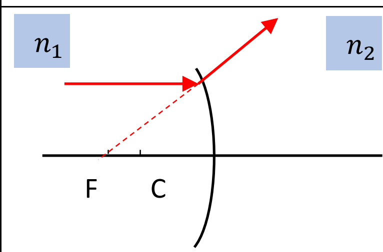
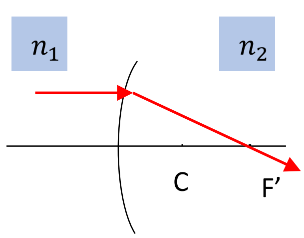
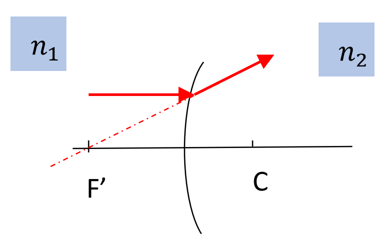


Figure III-18 : Le dioptre sphérique

3.2.1 La construction d'image :

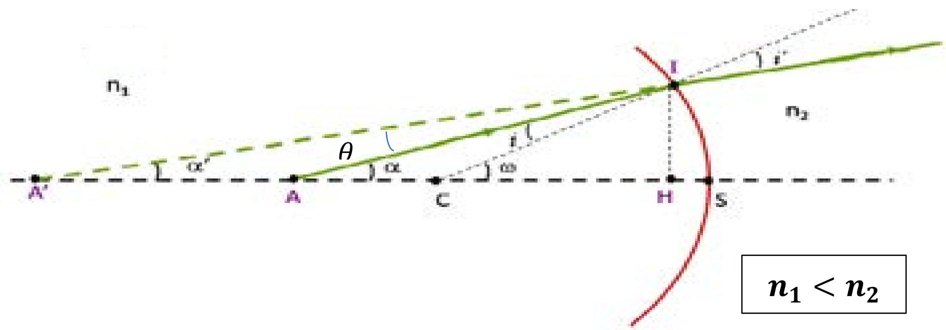
La condition sur la valeur algébrique $\overline{\boldsymbol{SC}}$ nous informe seulement sur le sens de la cavité de dioptre. Un dioptre, qu'il est concave ou convexe, il est soit convergent soit divergent selon sa réfringence.

Tableau III-1 : Différents types de dioptres sphériques (convergent ou divergent)

Dioptre	Convergent	Divergent
Concave	 n_1 n_2 C F' $\boldsymbol{n_1 > n_2 , F' est\ reel}$	 n_1 n_2 F C $\boldsymbol{n_1 < n_2 , F' est\ virtuel}$
Convexe	 n_1 n_2 C F' $\boldsymbol{n_1 < n_2 , F' est\ réel}$	 n_1 n_2 F' C $\boldsymbol{n_1 > n_2 , F' est\ virtuel}$

3.2.2 La relation de conjugaison avec origine au sommet :

Soit un dioptre sphérique concave utilisé dans les conditions de Gauss.



$n_1 < n_2$

Figure III-19 : Le dioptre sphérique dans les conditions de Gauss

$H \equiv S \quad ; \quad i = \omega - \alpha \quad ; \quad i' = \omega - \alpha'$

Puisqu' on est dans les conditions de Gauss on peut écrire :

De triangle (AIH): $\tan \alpha = \frac{\overline{SI}}{\overline{SA}} \approx \alpha$

De triangle (A'IH): $\tan \alpha' = \frac{\overline{SI}}{\overline{SA'}} \approx \alpha'$

De triangle (CIH): $\tan \omega = \frac{\overline{SI}}{\overline{SC}} \approx \omega$

$\tan i \approx \sin i \approx i = \omega - \alpha$ et $\tan i' \approx \sin i' \approx i' = \omega - \alpha'$

Appliquons la loi de réfraction au point I.

$$n_1 \sin i = n_2 \sin i'$$

$\therefore \; n_1 \cdot i = n_2 \cdot i' \rightarrow n_1 \cdot (\omega - \alpha) = n_2 \cdot (\omega - \alpha')$

$n_1 \cdot (\frac{\overline{SI}}{\overline{SC}} - \frac{\overline{SI}}{\overline{SA}}) = n_2 \cdot (\frac{\overline{SI}}{\overline{SC}} - \frac{\overline{SI}}{\overline{SA'}})$, après réarrangement on trouve :

$$n_1 \cdot \left(\frac{1}{\overline{SC}} - \frac{1}{\overline{SA}}\right) = n_2 \cdot \left(\frac{1}{\overline{SC}} - \frac{1}{\overline{SA'}}\right)$$

$$\boxed{\frac{n_2}{\overline{SA'}} - \frac{n_1}{\overline{SA}} = \frac{n_2 - n_1}{\overline{SC}} = \frac{n_2 - n_1}{R}}$$

Le rapport $V = \frac{n_2 - n_1}{\overline{SC}}$ est appelé **vergence** de dioptre. Son unité est la dioptrie δ ($\delta = 1m^{-1}$)

Et le grandissement d'un tel dioptre est :

$$\boxed{\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{n_1 . \overline{SA'}}{n_2 . \overline{SA}}}$$

3.2.3 Le foyer principal objet :

Si l'image d'un objet se trouve à l'infini, l'objet lui-même se trouve sur le point foyer objet $\boldsymbol{F}$.

Image à l'infini signifie : $\overline{SA'} = \infty \;\rightarrow\; \frac{1}{\overline{SA'}} = 0$

Objet à **F** signifie : $\overline{SA} = \overline{SF} = f$

A partir de la relation de conjugaison on a :

$$\frac{n_1}{\overline{SF}} = \frac{n_1 - n_2}{R} \quad \rightarrow \quad \boxed{\overline{SF} = f = R\frac{n_1}{n_1 - n_2}}$$

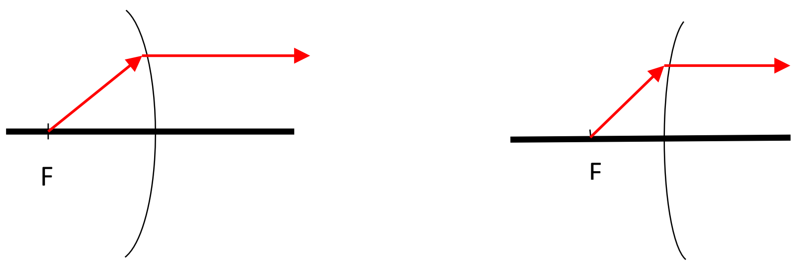


Figure III-20 : Le foyer principal objet

3.2.4 Le foyer principal image :

Si on place un objet à l'infini son image se trouve sur le point foyer image $\boldsymbol{F'}$.

Objet à l'infini signifie : $\overline{SA} = \infty \;\rightarrow\; \frac{1}{\overline{SA}} = 0$

Image à **F'** signifie : $\overline{SA'} = \overline{SF'} = f'$

A partir de la relation de conjugaison on a :

$$\boxed{\overline{SF'} = \frac{n_2}{n_2 - n_1}R}$$

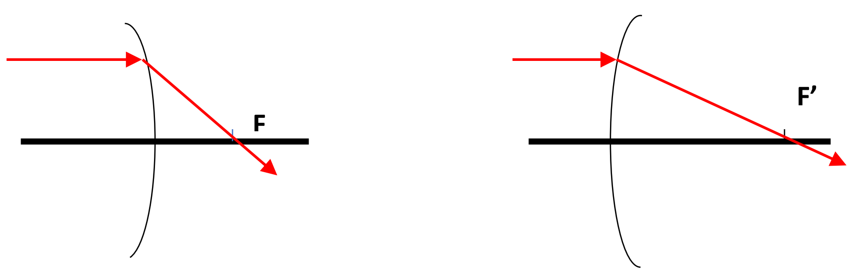


Figure III-21 : Le foyer principal image

4. LA LENTILLE MINCE

Une lentille est un milieu optique transparent, homogène et isotrope d'indice de réfraction $\boldsymbol{n}$ et délimité par deux dioptres dont l'un d'eux est au moins sphérique (figure III-22).

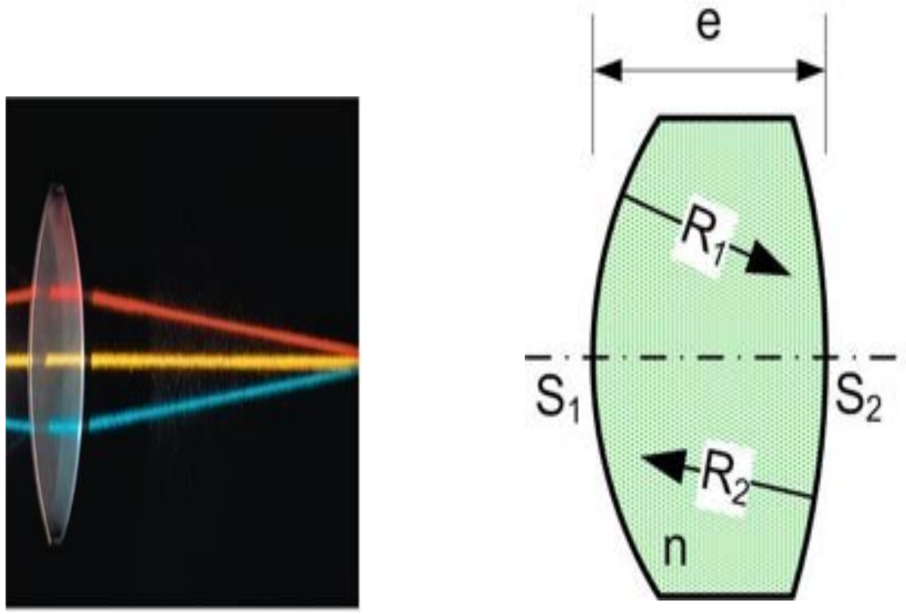


Figure III-22 : La forme et la photo d'une lentille

Les sommets des deux dioptres sont $\boldsymbol{S_1}$ et $\boldsymbol{S_2}$, leurs rayons sont $\boldsymbol{R_1}$ et $\boldsymbol{R_2}$. L'épaisseur de la lentille est déterminée par la distance $\boldsymbol{e} = \overline{\boldsymbol{S_1 S_2}}$.

Si l'épaisseur de la lentille est négligeable devant les rayons de courbure de deux dioptres et devant la distance séparant leur centre, elle est qualifiée par mince.

$$\boldsymbol{e \ll R_1 \quad ; \quad e \ll R_2 \quad ; \quad e \ll C_2 C_1}$$

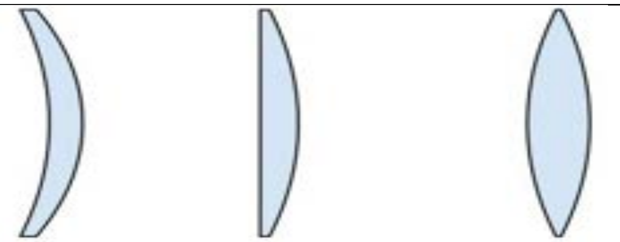
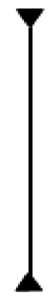
4.1 Formes et types des lentilles minces :

Les lentilles minces sont divisées en deux catégories suivant la forme de leurs bords et de leurs milieux géométriques (voir Tableau III-2).

- Les lentilles à bords minces, elles sont **convergentes**
- Les lentilles à bords épais, elles sont **divergentes**

Le tableau III-2 montre les formes des deux types des lentilles minces et leurs symboles.

Tableau III-2 : Formes et symboles des lentilles minces

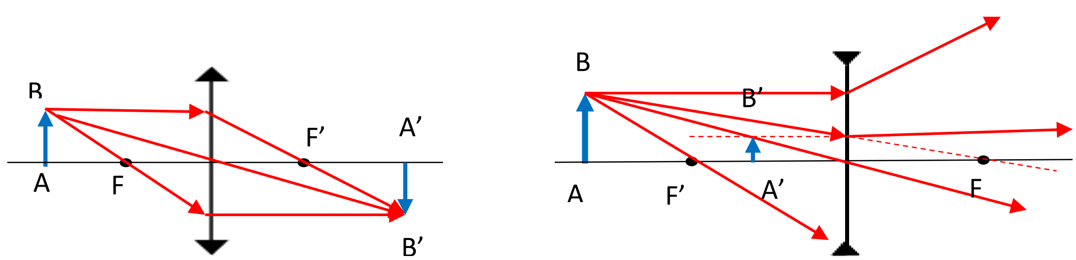
Type de lentille	Forme	Symbole
convergente	 Ménisque Plan convexe Biconvexe	
divergente	 Ménisque Plan concave Biconcave	

4.2 Les lois d'une lentille mince

Qu'elle soit convergente ou divergent, une lentille mince est gouvernée dans les conditions de Gauss, par des lois qu'on cite dans la suite de présent paragraphe.

4.2.1 La construction d'image :

Pour construire l'image d'un objet par une lentille mince utilisée dans les conditions d'approximation de Gauss, il suffit de tracer le chemin d'au moins deux rayons particuliers.



Lentille convergent Lentille divergente

Figure III-23 : Construction d'image par une lentille mince

4.2.2 La relation de conjugaison :

Partons de fait qu'une lentille mince est formée de deux dioptres et que cette lentille est émergée dans l'air. Le point $\boldsymbol{A_1}$ est l'image du point objet $\boldsymbol{A}$ par le premier dioptre. Le point $\boldsymbol{A_2}$ est l'image de $\boldsymbol{A_1}$ par le deuxième dioptre.

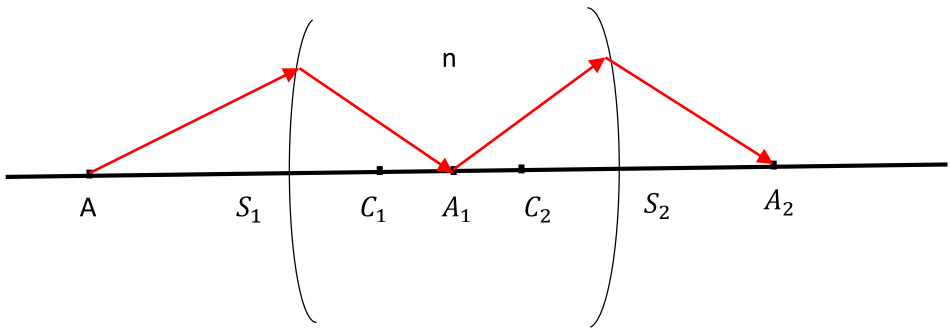


Figure III-24 : La position de l'image par rapport à la lentille

Pour le cas d'une lentille mince prise dans les conditions de Gauss, $\boldsymbol{S_1}$, $\boldsymbol{S_2}$ et son centre $\boldsymbol{C}$ sont confondus (figure III-24).

En appliquant la relation de conjugaison d'un dioptre de la section 3.2.2 aux deux dioptres on obtient :

Au niveau de premier dioptre ;

$$\frac{n}{\overline{S_1A_1}} - \frac{1}{\overline{S_1A}} = \frac{n-1}{\overline{S_1C_1}}$$

Au niveau de deuxième dioptre ;

$$\frac{1}{\overline{S_2A_2}} - \frac{n}{\overline{S_2A_1}} = \frac{1-n}{\overline{S_2C_2}}$$

Sommons les deux équations précédentes membre à membre ;

$$\frac{n}{\overline{S_1A_1}} - \frac{1}{\overline{S_1A}} + \frac{1}{\overline{S_2A_2}} - \frac{n}{\overline{S_2A_1}} = \frac{n-1}{\overline{S_1C_1}} + \frac{1-n}{\overline{S_2C_2}}$$

Ou encore ;

$$\boxed{\boldsymbol{\frac{1}{\overline{OA_2}} - \frac{1}{\overline{OA}} = (n-1)\left(\frac{1}{\overline{OC_1}} - \frac{1}{\overline{OC_2}}\right) = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right) = -\frac{1}{f} = \frac{1}{f'}}}$$

La dernière équation exprime la relation de conjugaison d'une lentille mince avec origine au centre. Il existe une relation de conjugaison avec origine au foyer :

$$\boxed{\boldsymbol{\overline{FA} \times \overline{F'A'} = \overline{OF} \times \overline{OF'}}}$$

La vergence d'une lentille mince exprimée en dioptrie $\boldsymbol{\delta}$ $(\mathbf{1\delta = 1m^{-1}})$ est donnée par l'expression suivante :

$$\boldsymbol{V = \frac{1}{\overline{OA_2}} - \frac{1}{\overline{OA}} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

- Si $\boldsymbol{V < 0}$, la lentille est dite divergente et $\boldsymbol{F'}$ est à gauche de $\boldsymbol{O}$
- Si $\boldsymbol{V > 0}$, la lentille est dite convergente et $\boldsymbol{F'}$ est à droite de $\boldsymbol{O}$

Si la lentille est plongée dans un milieu d'indice n' sa vergence est,

$$\boldsymbol{V = \frac{1}{\overline{OA_2}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{(n-n')}{n'}\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

4.2.3 Le foyer principal objet

Soit $\boldsymbol{A'}$ l'image du point objet $\boldsymbol{A}$. Si $\boldsymbol{A'}$ se trouve à l'infini, son conjugué $\boldsymbol{A}$ se trouve sur le point foyer objet F.

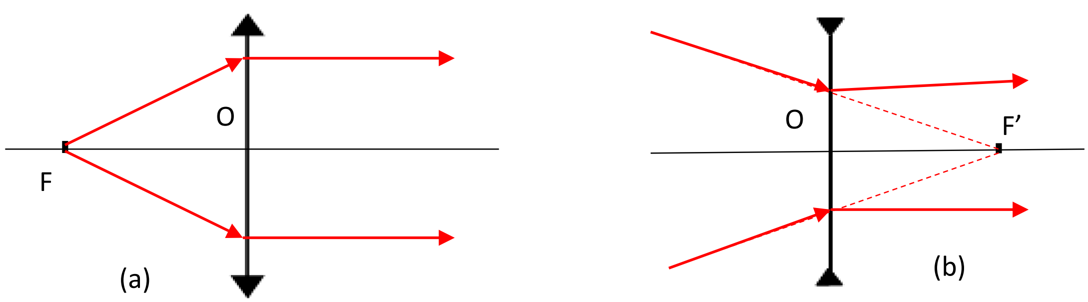


Figure III-25 : Foyer principal objet d'une lentille mince (a) convergente (b) divergente

Image à l'infini signifie : $\overline{OA'} = \infty \;\rightarrow\; \frac{1}{\overline{OA'}} = 0$

Objet à F signifie : $\overline{OA} = \overline{OF} = f$

A partir de la relation de conjugaison on a ;

$$\boldsymbol{\frac{1}{f} = \frac{1}{\overline{OF}} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

4.2.4 Le foyer principal image :

Soit $\boldsymbol{A'}$ l'image du point objet $\boldsymbol{A}$. Si $\boldsymbol{A}$ se trouve à l'infini, son conjugué $\boldsymbol{A'}$ se trouve sur le point foyer image **F'**.

Objet à l'infini signifie : $\overline{OA} = \infty \quad \rightarrow \quad \frac{1}{\overline{OA}} = 0$

Image à F' signifie : $\overline{OA'} = \overline{OF'} = f'$

A partir de la relation de conjugaison on a ;

$$\boldsymbol{\frac{1}{f'} = \frac{1}{\overline{OF'}} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right)}$$

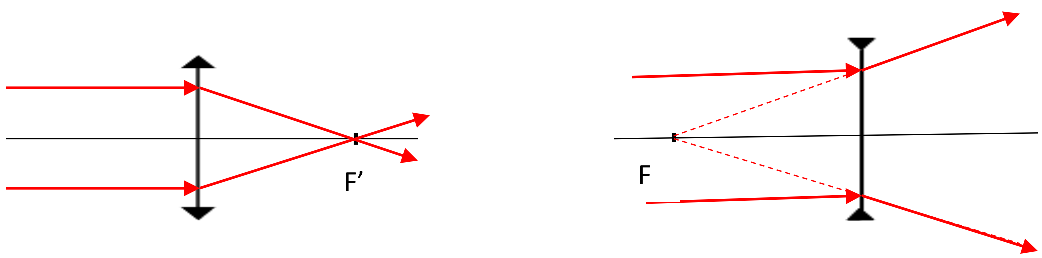


Figure III-26 : Foyer principal image d'une lentille mince (a) convergente (b) divergente

4.2.5 Le grandissement transversal :

Le grandissement transversal est défini comme étant le rapport entre la hauteur de l'image et la hauteur de l'objet.

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{AB}$$

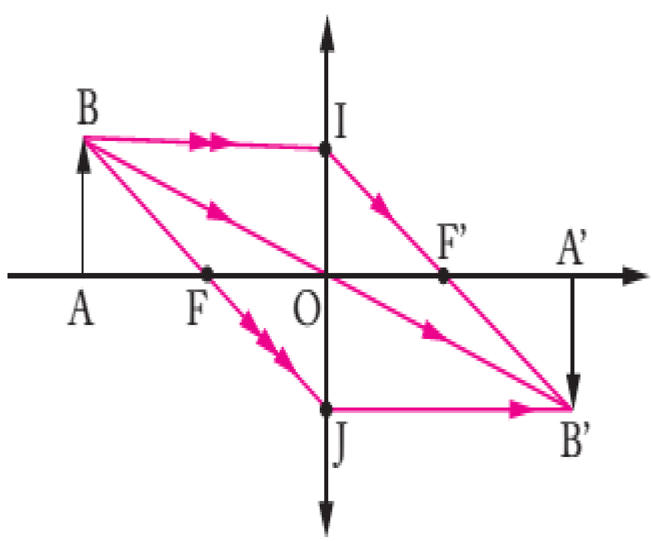


Figure III-27 : Le rapport entre la dimension latérale de l'objet et celle de l'image

En appliquant le théorème de Thales on aura ;

$$\boxed{\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}}}$$

4.2.6 Le grandissement transversal :

Le grandissement angulaire est défini comme étant le rapport entre l'angle à partir duquel on voit l'image et l'angle à partir duquel on voit l'objet.

$$g = \frac{\alpha'}{\alpha}$$

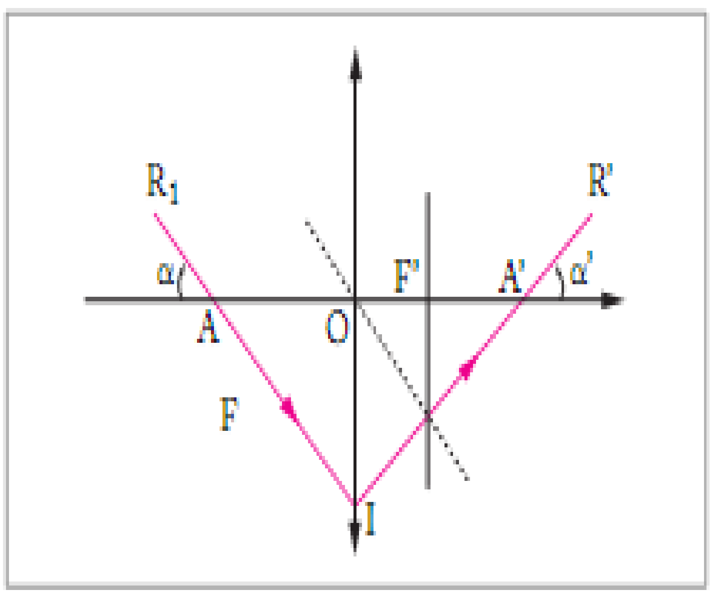


Figure III-27 : Le rapport entre l'angle solide objet et l'angle solide

$$\alpha' \approx \frac{\overline{IO}}{\overline{OA'}} \text{ et } \alpha \approx \frac{\overline{IO}}{\overline{OA}}$$

$$\boxed{g = \frac{\overline{OA}}{\overline{OA'}} = \frac{1}{\gamma}}$$

Chapitre IV : Instruments d'optique

1. INTRODUCTION

L'œil humain et les instruments optiques sont des milieux optiques qui contiennent dans leurs compositions les interfaces déjà étudies dans les sections précédentes comme les dioptres, les miroirs et les lentilles.

Il existe deux types d'instruments optiques :

a. **Instruments subjectifs :**

   L'image d'un objet donné par de tels instruments est virtuelle.

   Exemple : La loupe, le microscope, la lunette astronomique.

b. **Instruments Objectifs :**

   L'image d'un objet donnée par de tels instruments est réelle.

   Exemple : L'appareil photographique, le rétroprojecteur.

2. L'OEIL

L'œil est l'organe vital responsable de la perception visuelle. Il est formé d'un ou plusieurs milieux optiques. L'ensemble fonctionne comme une lentille mince convergente.

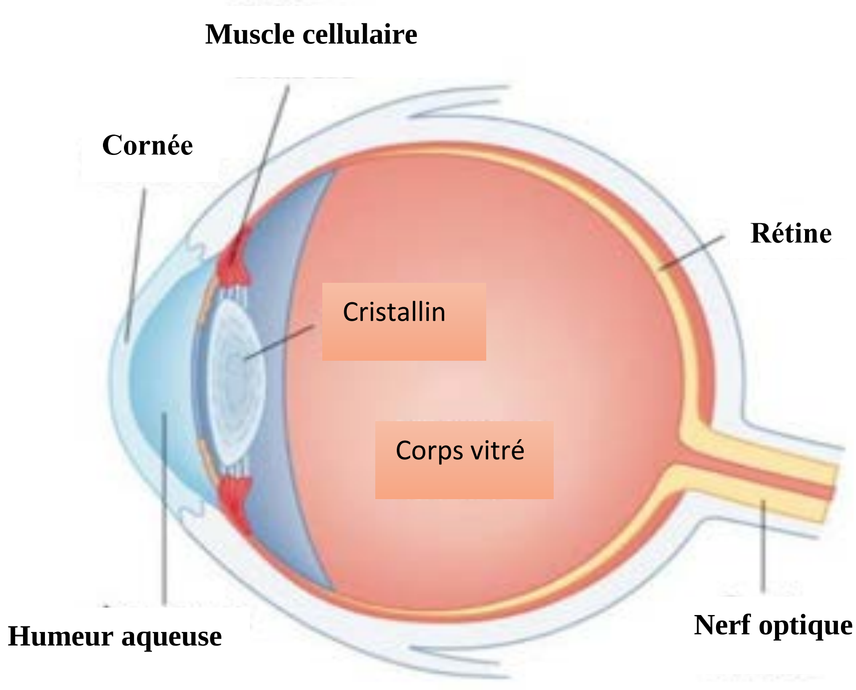


Figure IV-1 : Une coupe dans l'œil humain

Le Schéma simplifiant les différentes parties de l'œil est appelé l'œil réduit et il est représenté par la figure IV-2.

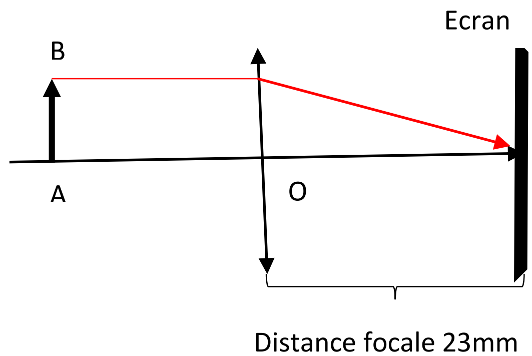


Figure IV-2 : Schéma de l'œil réduit

L'œil humain fonctionne d'une manière aisée dans un intervalle limité par deux points limites. Si un objet se trouve endors de cet intervalle l'œil accommode, figure IV-3.

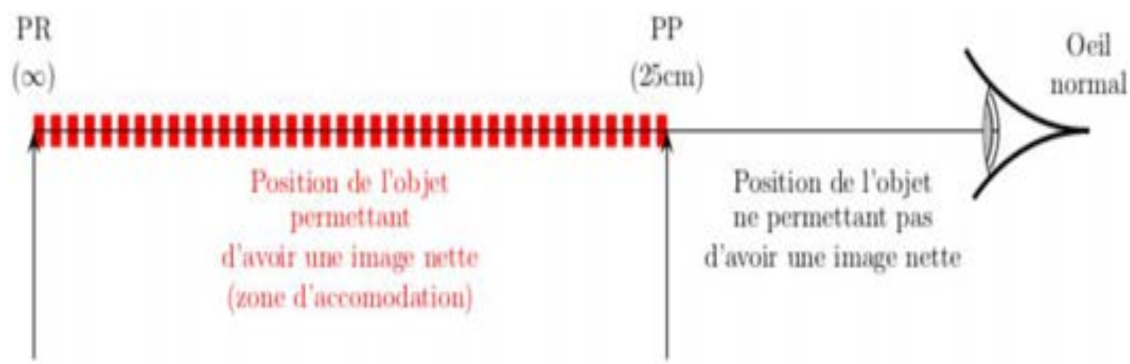


Figure IV-3 : Les positions de PP et PR pour un œil

PP : **P**unctum **P**roximum, **PP** $\approx \mathbf{25\ cm}$ pour un œil sain.

PR : **P**unctum **R**ectum, **PR** $\approx \infty$ pour un œil sain.

2.1 L'accommodation :

L'accommodation est l'effort fait par l'œil pour ramener un objet dans l'intervalle [**PP** , **PR**].

2.2 L'amplitude de vision d'un œil

L'amplitude de vision d'un œil est donnée par l'expression.

$$\boldsymbol{A = \frac{1}{d} - \frac{1}{D} = \frac{1}{f'}}$$

Ou **:** $\boldsymbol{d} = \mathbf{PP}$, $\boldsymbol{D} = \mathbf{PR}$ et $\boldsymbol{f'}$ est la distance focale.

2.3 L'acuité visuelle

L'acuité visuelle exprime la capacité de l'œil à distinguer des détails, elle correspond au pouvoir séparateur de l'œil. Un œil sain peut distinguer deux traits fins séparés d'une distance de **1mm** placés à une distance de **3m**.

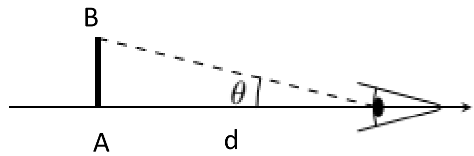


Figure IV-4 : Schéma montrant l'acuité visuelle

$$\tan\boldsymbol{\theta} \approx \boldsymbol{\theta} = \frac{AB}{d}$$

La distance entre les deux traits étant **AB**, **d** est la distance œil-deux traits et $\boldsymbol{\theta}$ **est** l'angle à partir duquel l'œil voit les deux traits.

2.4 Les défauts de l'œil humain

Lorsque l'œil humain fonctionne correctement et ne présente aucune anomalie, il est appelé emmétrope. Quatre types de défauts peuvent affecter le fonctionnement de l'œil.

- **Myopie :** L'œil est trop convergent. Ce défaut se corrige par une lentille mince divergente.

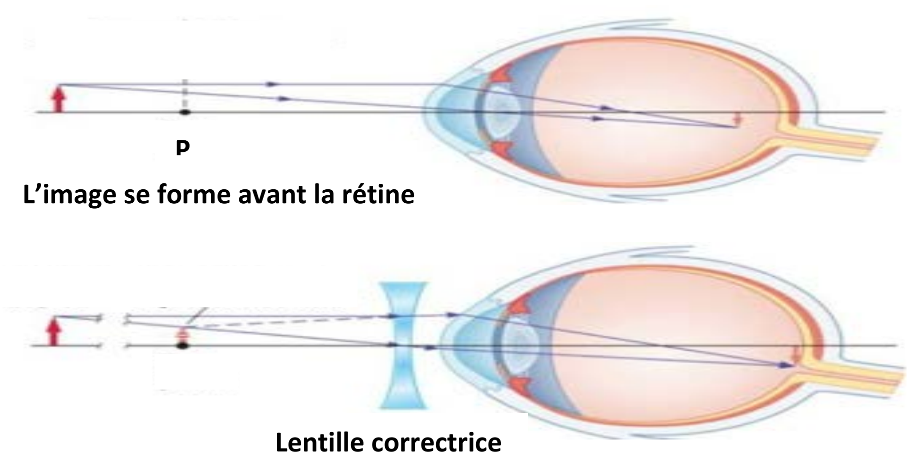


Figure IV-5 : Schéma montrant la

- **Hypermétropie :** L’œil n’est pas assez convergent. Ce défaut se corrige par une lentille mince convergente.

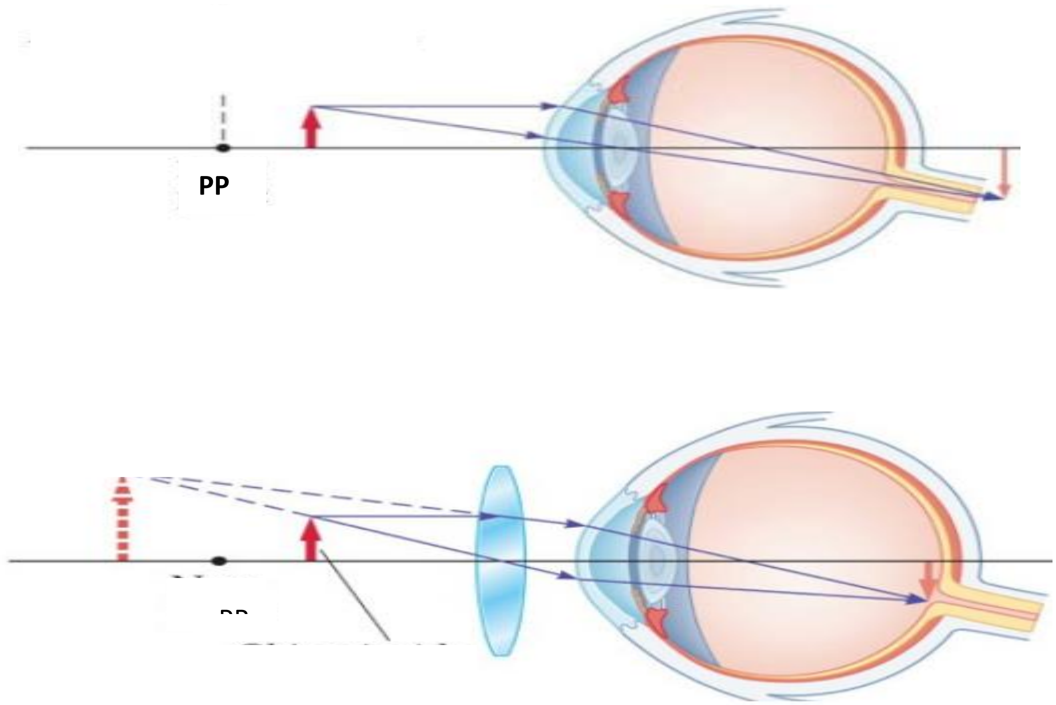


Figure IV-6 : Schéma montrant L’hypermétropie

- **Presbytie :** Le vieillissement de cristallin est la cause de ce défaut. Avec l’âge, l’œil perd sa faculté d’accommoder.
- **Astigmatisme :** A cause de la forme non sphérique de cristallin ou la cornée, l’image d’un point n’est pas un point mais une tache. Ce défaut se corrige par une lentille astigmatique (non sphérique)

3. GRANDEURS CARACTERISANTS UN INSTRUMENT OPTIQUE

Un instrument optique est composé de systèmes optiques, donc il est caracterié par les grandeurs optiques mésurables de tels systèmes.

3.1 Le grandissement :

Il est déterminé par le rapport de la taille de l’image à la taille de l’objet.

$$\boxed{\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}}}$$

3.2 Le grossissement :

Il est déterminé par le rapport de l'angle sous lequel l'œil voit l'objet à travers un instrument optique et l'angle sous lequel le voit sans instrument.

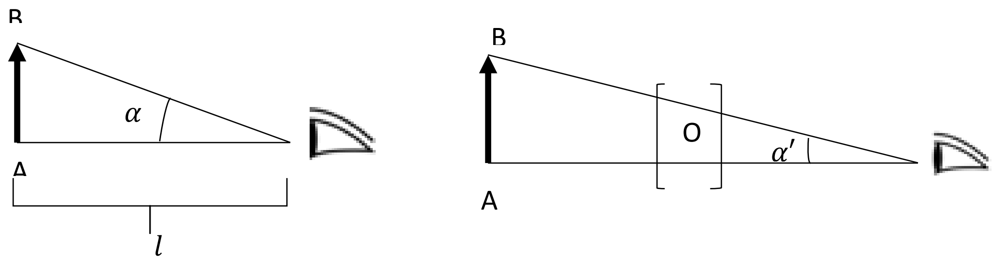


Figure IV-7 : Les angles sous les quels un objet est vu à travers un instrument et sans

$\boldsymbol{\alpha = \frac{AB}{l}}$ est le diamètre apparent objet. Le meilleur angle correspond à $\boldsymbol{\alpha = \frac{AB}{PP} = \frac{AB}{25}}$

$\boldsymbol{\alpha' = \frac{AB}{OA'}}$ est le diamètre apparent image.

Le grossissement d'un instrument optique est :

$$\boxed{\boldsymbol{g = \frac{\alpha'}{\alpha}}}$$

3.3 La puissance :

Elle est déterminée par le rapport de diamètre apparent image et la taille de l'objet.

$$\boxed{\boldsymbol{P = \frac{\alpha'}{AB}}}$$

4. LA LOUPE

4.1 Définition :

La loupe est une lentille convergente de faible distance focale, elle est utilisée pour agrandir un objet placé à son foyer.

Figure IV-8 : La photo d'une loupe https://algeria.fes.de/e/academie-citoyenne-geopolitique

4.2 Principe d'une loupe

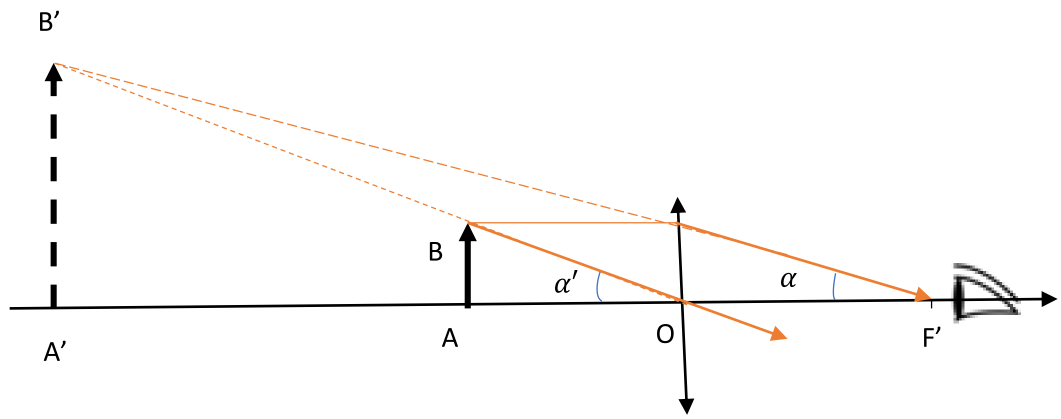


Figure IV-9 : Schéma expliquant le principe d'une loupe

La loupe produit une image nette à l'infini sans accommodation d'un objet mis au foyer objet.

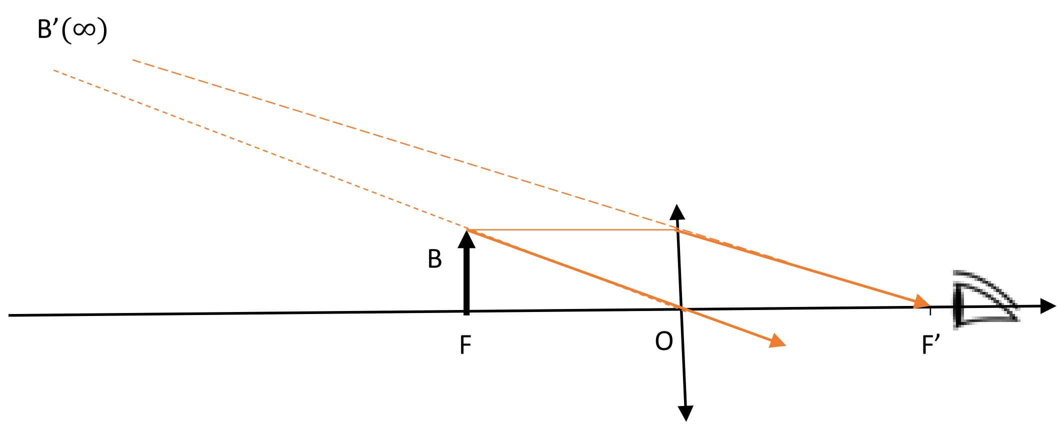


Figure IV-10 : L'image d'objet se trouvant au point focal d'une loupe

4.3 Le grossissement d'une loupe

$\boldsymbol{\alpha = \frac{AB}{PP} = \frac{AB}{d_{min}}}$; $\boldsymbol{\alpha' = \frac{AB}{OF'} = \frac{AB}{f'}}$

d'où :

$$\boxed{\boldsymbol{g = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{d_{min}}{f'}}}$$

4.4 La puissance d'une loupe

La puissance d'une loupe est le rapport entre le diamètre apparent d'un objet vu par la loupe et sa dimension.

$$\boldsymbol{P} = \frac{\boldsymbol{\alpha'}}{\overline{\boldsymbol{AB}}} \text{ et } \boldsymbol{\alpha'} = \frac{\overline{\boldsymbol{AB}}}{\overline{\boldsymbol{OA}}}$$

Dans les meilleures conditions de vision $\boldsymbol{F'} \equiv \boldsymbol{A} \rightarrow \overline{\boldsymbol{OF'}} = \boldsymbol{f'}$ d'où :

$$\boxed{\boldsymbol{P} = \frac{\boldsymbol{1}}{\boldsymbol{f'}} = \boldsymbol{P_i}}$$

$\boldsymbol{P_i}$ est appelé puissance intrinsèque de la loupe.

5. LE MICROSCOPE

5.1 Définition :

Le microscope est un instrument optique formé de deux lentilles minces montées dans un même tube. La première du coté objet est appelée **objectif** dont le rôle est d'agrandir, la deuxième du coté œil est appelée **oculaire**, son rôle est de grossir l'image donnée par l'objectif.

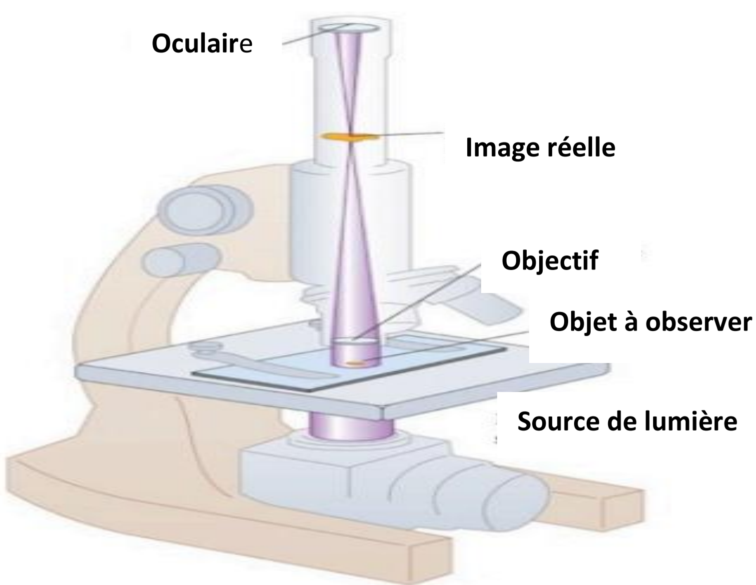


Figure IV-11 : Schéma d'n microscope

Un microscope est caractérisé par son intervalle optique

$$\boxed{\Delta = \overline{\boldsymbol{F_{ob}F_{occ}}}}$$

$\boldsymbol{F_{ob}}$ est le foyer de l'objectif

$\boldsymbol{F_{occ}}$ est le foyer de l'oculaire

5.2 Principe :

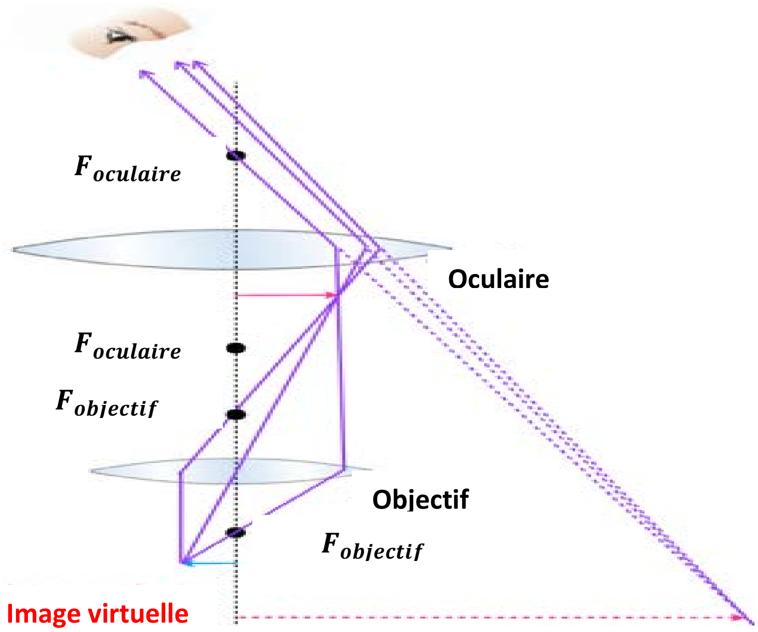


Figure IV-12 : Un schéma expliquant le principe d'un microscope

Par un réglage adéquat qui positionne l'objet à observer à proximité de point focal de la lentille de l'objectif, celle-là produit une image réelle placée à proximité point focal de l'oculaire. Ce dernier forme une image virtuelle qui est beaucoup plus grande (figure IV-12).

5.3 Le grossissement d'un microscope :

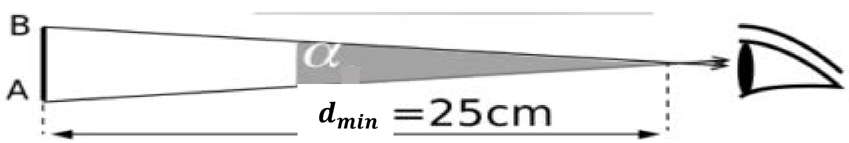


Figure IV-13 : Un objet se trouvant à d_{min} vu par l'œil nu

$\boldsymbol{\alpha}$ est l'angle sous lequel est vu l'objet à l'œil nu (à $d_{min} \approx 25cm$)

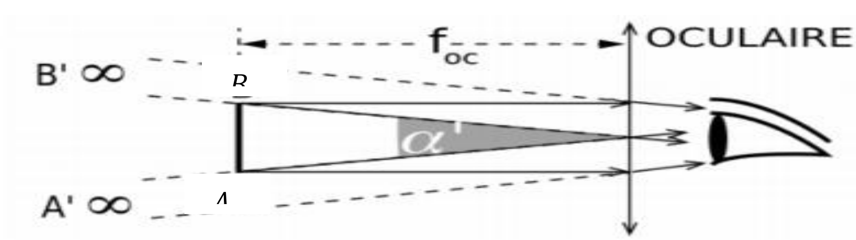


Figure IV-14 : Un objet se trouvant au point focal vu par un microscope

$\boldsymbol{\alpha'}$ est l'angle sous lequel est vu l'objet à travers le microscope.

$$\alpha = \frac{\overline{AB}}{d_{min}} \quad ; \quad \alpha' = \frac{\overline{A_1B_1}}{f_{oc}}$$

$$g = \frac{\alpha'}{\alpha} = \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}} \cdot \frac{d_{min}}{f_{oc}} = \gamma_{obj} \cdot g_{oc}$$

$\gamma_{obj} = \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}}$ est le grandissement de l'objectif.

$g_{oc} = \frac{d_{min}}{f_{occ}}$ est le grossissement de l'oculaire.

$$\boxed{g = \gamma_{obj} \cdot g_{oc}}$$

5.4 La puissance d'un microscope :

$$P = \frac{\alpha'}{\overline{AB}} = \frac{\alpha'}{\overline{A_1B_1}} \cdot \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}}$$

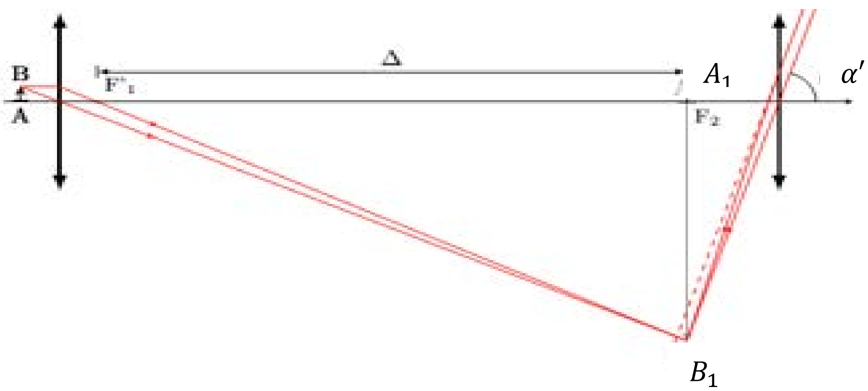


Figure IV-15 : La relation entre l'intervalle et la puissance d'un microscope

$$\gamma_{obj} = \frac{\overline{A_1B_1}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{F'_{obj}F_{oc}}}{\overline{F'_{obj}O_1}} = \frac{\Delta}{f'_{obj}}$$

$$P_{oc} = \frac{\alpha'}{\overline{A_1B_1}} = \frac{\tan\alpha'}{\overline{A_1B_1}} = \frac{1}{f_{oc}}$$

Par substitution dans la première équation :

$$\boxed{P = \gamma_{obj} \cdot P_{oc} = \frac{\Delta}{f'_{obj} \cdot f_{oc}}}$$

OPTIQUE ONDULATOIRE

Chapitre V : Introduction et généralités

1. INTRODUCTION

Le mathématicien, astronome et physicien néerlandais **Christian Huygens** a initié la théorie ondulatoire en 1678 qui explique certaines phénomènes observés lors de la propagation d'énergie lumineuse comme **l'interférence** et **la diffraction**. Tandis que le physicien et mathématicien écossais **James Maxwell** affina la théorie et baptisa en 1865 le modèle électromagnétique de la lumière qui affirme que la lumière est une onde électromagnétique qui se propage dans l'espace et dont les caractéristiques sont :

- Elle est constituée d'un **champ électrique** et d'un **champ magnétique** oscillants, orthogonaux entre eux et orthogonaux à la direction de propagation.
- Elle se propage dans le vide à la célérité $\boldsymbol{c = 8 \times 10^8\, m.s^{-1}}$.
- Sa **longueur d'onde**, notée $\boldsymbol{\lambda}$ (lambda), qui correspond à sa période spatiale et s'exprime en **mètre** (m). $\boldsymbol{\lambda_{bleu} = 400\, nm} \geq \boldsymbol{\lambda_{visible}} \geq \boldsymbol{\lambda_{rouge} = 700\, nm}$.
- Sa **fréquence**, notée $\boldsymbol{\nu}$ (nu) ou $\boldsymbol{f}$, correspond à l'inverse de la période temporelle $\boldsymbol{T}$. Elle s'exprime en **hertz** (Hz).
- La relation entre la longueur d'onde $\boldsymbol{\lambda}$ et la fréquence $\boldsymbol{\nu}$ dans le vide est ,

$$\boldsymbol{\lambda = \frac{c}{\nu}}$$

Le phénomène d'interférences lumineuses a été découvert par le savant anglais **Thomas Young (1773-1829)**. Dans une expérience en **1801**, il a remarqué qu'on superposant deux ondes lumineuses on peut y avoir de l'obscurité sur l'écran d'observation.

Figure V-1 : Schéma de principe des fentes de Young

https://www.vlaby.com/public/fr/details/254/une%20experience

La question qui se pose est la suivante : **Dans quelles conditions « Lumière + lumière = obscurité ! » ?**

2. LE MODELE SCALAIRE DE LA LUMIERE

Cinquante ans avant que Maxwell a établi les célèbres équations de l'électromagnétisme, le physicien français, **Augustin Jean Fresnel** considérait déjà que la lumière est une fonction vibratoire du temps et de l'espace $s(M,t)$ proportionnelle au module du champ électrique.

$$s(M,t) = E(M,t)$$

La vibration $s(M,t)$ se propage suivant des lignes droites appelées rayons lumineux dont la direction est celle de vecteur d'onde $\vec{k}$, tel que :

La vitesse de propagation de $s(M,t)$ est :

$\boldsymbol{V = \frac{c}{n} = \frac{\omega}{k}}$ et le vecteur d'onde dans le vide est : $\boldsymbol{k_0 = \frac{\omega}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}}$

Le vecteur d'onde dans un milieu d'indice $\boldsymbol{n}$ est :

$\boldsymbol{\frac{c}{n} = \frac{\omega}{k} \Rightarrow k = \frac{\omega}{c}.n}$ d'où : $\boldsymbol{k = \frac{2\pi}{\lambda_0}.n}$

3. LES GRANDEURS PHOTOMETRIQUES

Ce sont des grandeurs mesurables liées à la lumière et qui sont :

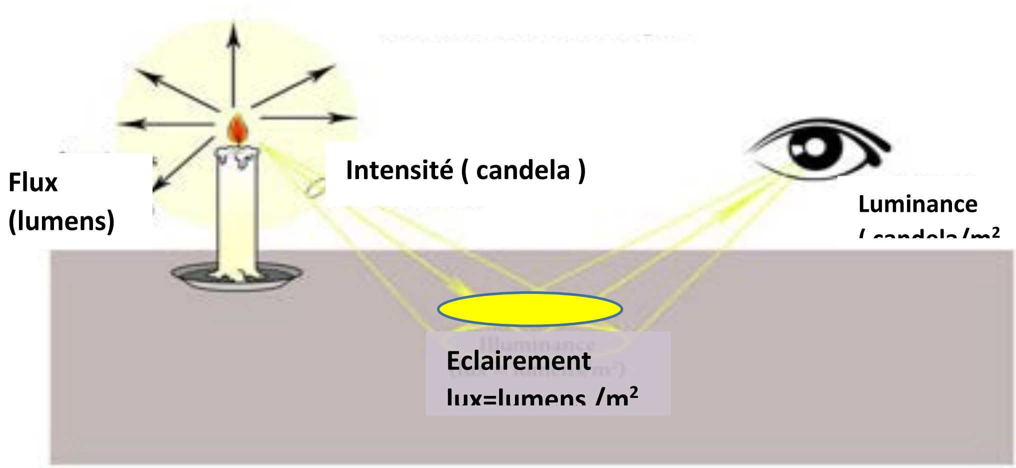


Figure V-2 : Schéma illustrant les grandeurs photométriques

- **Le flux $\boldsymbol{\phi}$:** Il est défini comme étant le flux lumineux émis dans un angle solide de 1 stéradian par une source ponctuelle située au sommet de l'angle solide. Son unité est **le lumen (lm)**

- **L'intensité I :** Cette mesure est utilisée pour quantifier la quantité de lumière fournie par une source dans une direction donnée. Elle ne dépend pas de la distance d'observation. Son unité est **la candela (cd)**
- **L'éclairement ε :** Il mesure le flux lumineux par unité de surface. Son unité est **le lux (lx)**
- **La luminance :** Elle mesure l'intensité lumineuse par unité de surface. Son unité est **la candela/m^2 (cd/m^2)**

L'intensité lumineuse est proportionnelle à la moyenne de la puissance lumineuse émise par une source.

C'est-à-dire : $\boldsymbol{I} = \langle \frac{P_{moy}}{surface} \rangle$

Selon les lois de l'électromagnétisme : $\boldsymbol{I} = \langle \|\vec{T}\| \rangle$ ou $\vec{T}$ est le vecteur de Pointing.

$$\|\vec{T}\| = \left\|\frac{\vec{E}\times\vec{B}}{\mu_0}\right\| = \frac{1}{\mu_0 C}E^2$$

Ou $\vec{E}$ et $\vec{B}$ sont respectivement les champs électrique et magnétique et μ_0 est la perméabilité de vide.

D'où : $\boldsymbol{I} \propto \varepsilon \propto \langle E^2 \rangle = \langle E.E^* \rangle$

Ou encore : $\boldsymbol{I} \propto \varepsilon \propto \langle s^2 \rangle = \langle s.s^* \rangle$

4. LE CHEMIN OPTIQUE

Le chemin qu'empreinte la lumière en allant d'un point S (source) à un point M (un point de l'espace) est :

$$(SM) = L_{SM} = \int_S^M n.dl$$

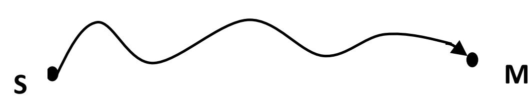


Figure V-3 : Schéma illustrant le chemin optique

S et M sont deux point d'un milieu d'indice du réfraction $\boldsymbol{n}$. Si le milieu est homogène ;

$$n = c^{tte} \quad \Rightarrow \quad (SM) = n.\overline{SM}$$

5. RETARD DE PHASE ET CHEMIN OPTIQUE

Considérons une onde lumineuse monochromatique (une seule fréquence) qui se propage dans un milieu homogène.

Sa vibration spatiale et temporelle est donnée par l'expression ;

$s(M,t) = A(M)\cos\big(\omega t - \varphi(M)\big)$; $\varphi(M)$ est le retard de phase au point M.

Soit $\varphi(N)$ le retard de phase au point N.

On peut écrire donc : $\varphi(N) = \varphi(M) + \omega t_{MN}$; t_{MN} est le retard du temps entre les points M et N.

$$\varphi(N) = \varphi(M) + \omega\frac{MN}{v} = \varphi(M) + \frac{\omega}{c}n.MN = \varphi(M) + \frac{\omega}{c}(MN)$$

Soit ;

$$\boldsymbol{\varphi(N) = \varphi(M) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(MN)}$$

6. LA SURFACE D'ONDE ET THEOREME DE MALUS

Définition : Une surface d'onde relative à une source lumineuse ponctuelle $\boldsymbol{S}$ est l'ensemble des points $\boldsymbol{M}$ de l'espace pour les quels ;

$$(\boldsymbol{SM}) = \boldsymbol{C^{te}}$$

Théorème : Les surfaces d'onde da la vibration $\boldsymbol{s(M,t)}$ émise par la source $\boldsymbol{S}$ sont perpendiculaires aux rayons issus de $\boldsymbol{S}$.

Conséquence :

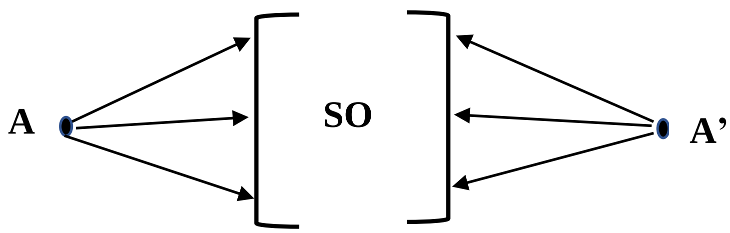


Figure V-4 : Schéma illustrant le théorème de Malus

$(AA') = C^{te}$ quel que soit le trajet suivi.

Selon le théorème du Malus, il existe deux types de surfaces d'onde.

a. Une onde plane

Dans ce cas les rayons lumineux sont parallèles entre eux. L'onde plane modélise la lumière issue d'une source à l'infini ou la lumière émise par un collimateur.

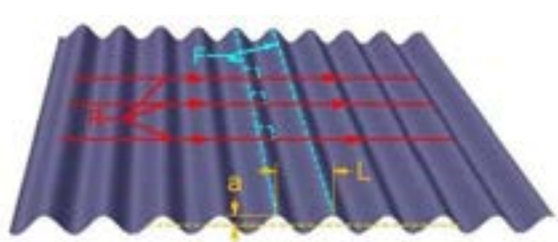


Figure V-5 : Le théorème de Malus le cas d'une onde

Un collimateur est une source ponctuelle placée au plan focal objet d'une lentille convergente.

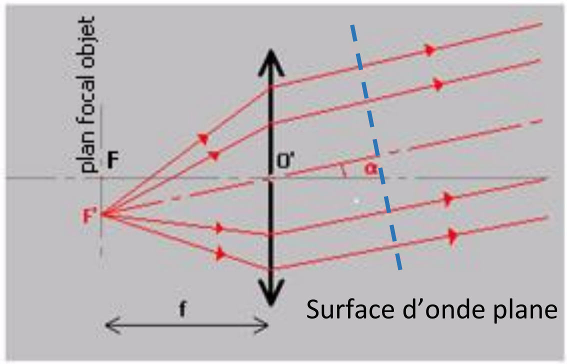


Figure V-6 : Schéma de principe d'un collimateur

b. Une onde sphérique

Les surfaces d'onde dans ce cas sont des sphères concentriques autour de la source de la lumière.

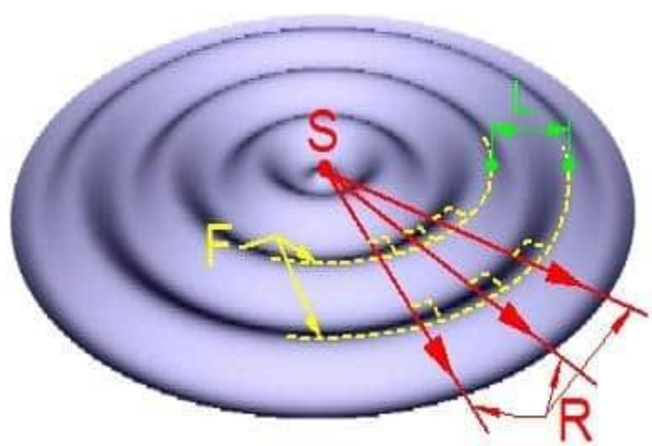


Figure V-7 : Le théorème de Malus dans le cas d'une onde sphérique

Chapitre VI : Interférence

1. DEFINITION

Considérons deux ondes lumineuses d'intensités $\boldsymbol{I_1}$ et $\boldsymbol{I_2}$ et d'éclairement $\boldsymbol{\varepsilon_1}$et $\boldsymbol{\varepsilon_2}$ respectivement. La région de l'espace ou elles coexistent est appelée **champ d'interférence**. Soit $\boldsymbol{I}$ l'intensité de l'onde résultante et $\boldsymbol{\varepsilon}$ son éclairement.

On dit qu'on a interférence si ;

$$\boldsymbol{I \neq I_1 + I_2} \quad \text{Ou} \quad \boldsymbol{\varepsilon \neq \varepsilon_1 + \varepsilon_2}$$

C'est-à-dire : $\boldsymbol{I = I_1 + I_2 + \{terme\ d'interf\acute{e}rence\}}$

Exemple 1 : expérience des fentes de Young

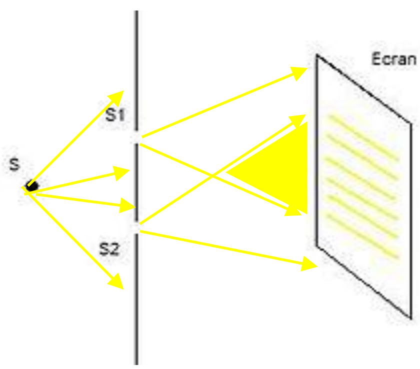


Figure VI-1 : Schéma de principe des fentes de Young

Exemple 2 : le cas de deux lampes d'incandescence (pas d'interférence)

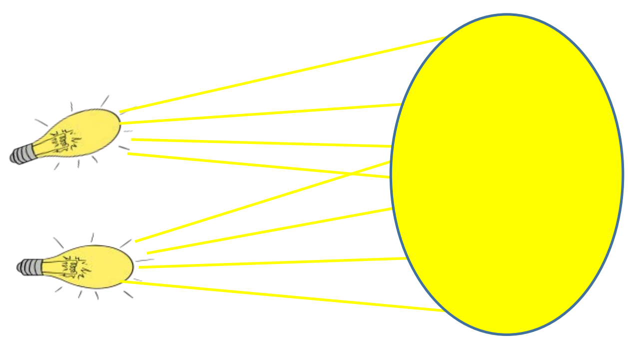


Figure VI-2 : Cas de non interférence les deux intensités s'joutent

A travers les deux exemples précédents, on réalise qu'il existe des conditions strictes pour qu'il y'ait une interférence lumineuse.

2. SUPERPOSITION DE DEUX ONDES LUMINEUSES

Soient deux sources $\boldsymbol{S_1}$ et $\boldsymbol{S_2}$ qui émettent deux ondes lumineuses décrites par leurs champs électriques.

$E_1(M,t) = A_1(t)\cos(\omega_1 t - \Phi_1)$ Avec ; $\Phi_1 = \vec{K}_1.\vec{r}_1 - \varphi_{01}$ et $\vec{r}_1 = \left(\overrightarrow{S_1M}\right)$

$E_2(M,t) = A_2(t)\cos(\omega_2 t - \Phi_2)$ Avec ; $\Phi_2 = \vec{K}_2.\vec{r}_2 - \varphi_{02}$ et $\vec{r}_2 = \left(\overrightarrow{S_2M}\right)$

L'éclairement de l'onde résultante est ;

$$\varepsilon(M) = \langle\left(\vec{E}_1 + \vec{E}_2\right)^2\rangle = \langle\vec{E}_1{}^2\rangle + \langle\vec{E}_1{}^2\rangle + 2\langle E_1.E_2\rangle\vec{u}_1.\vec{u}_2$$

$$= \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\langle E_1.E_2\rangle\vec{u}_1.\vec{u}_2$$

Pour qu'il y'ait interférence Il faut et il suffit que :

$$\boldsymbol{2\langle E_1.E_2\rangle\vec{u}_1.\vec{u}_2 \neq 0}$$

Dans ce cas les deux ondes sont dites **cohérentes**.

- **<u>1ere condition</u> : Dite condition de polarisation**

$$2\langle E_1.E_2\rangle\vec{u}_1.\vec{u}_2 \neq 0 \qquad \Rightarrow \qquad \vec{u}_1.\vec{u}_2 \neq 0$$

Dans ce cas les deux champs possèdent la même polarisation d'où l'intérêt du modèle scalaire. En pratique, on prend toujours $\boldsymbol{\vec{u}_1.\vec{u}_2 = 1}$

Donc ;

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2A_1.A_2\langle\cos(\omega_1 t - \Phi_1).\cos\ (\omega_2 t - \Phi_2)\rangle$$

Nous avons par définition ;

$$\varepsilon_1 = \langle E_1{}^2\rangle = \frac{A_1{}^2}{2} \qquad \Longrightarrow \qquad A_1 = \sqrt{2\varepsilon_1}$$

$$\varepsilon_2 = \langle E_2{}^2\rangle = \frac{A_2{}^2}{2} \qquad \Longrightarrow \qquad A_2 = \sqrt{2\varepsilon_2}$$

De même nous avons ; $\cos(a).\cos\ (b) = \cos(a+b) + \cos(a-b)$

D'où ;

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1.\varepsilon_2}\langle\cos\left[(\omega_1+\omega_2)t - \vec{K}_1.\vec{r}_1 - \vec{K}_2.\vec{r}_2 - \varphi_{01} - \varphi_{02}\right]\rangle$$
$$+ 2\sqrt{\varepsilon_1.\varepsilon_2}\langle\cos\left[(\omega_1-\omega_2)t - \vec{K}_1.\vec{r}_1 + \vec{K}_2.\vec{r}_2 - \varphi_{01} + \varphi_{02}\right]\rangle$$

Sachant que $\langle\cos(at)\cos(bt)\rangle = \langle\sin(at)\sin(bt)\rangle = \begin{cases} \frac{1}{2} & si \quad a = b \\ 0 & si \quad a \neq b \end{cases}$

$\omega_1 \neq \omega_2$ ceci met le terme d'interférence à zéro. D'où la nécessité que

$$\boldsymbol{\omega_1 = \omega_2}$$

- **2ème Condition : condition de synchronisme**

Si $\boldsymbol{\omega_1 = \omega_2}$

$$\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1 . \varepsilon_2}\langle\cos(\vec{K}_2.\vec{r}_2 - \vec{K}_1.\vec{r}_1 + \Delta\varphi_0)\rangle$$

$\boldsymbol{\Delta\varphi_0 = \varphi_{02} - \varphi_{01}}$ est la variation de déphasage a la source qui peut dépendre du temps

- **3ème Condition : condition de cohérence**

Il faut que $\boldsymbol{\Delta\varphi_0}$ soit constante au moins pendant le temps de réponse des photorécepteurs. Dans le cas de l'œil humain par exemple, le temps de réponse τ_{oeil} est très grand devant la période d'onde de la lumière émise.

$$\tau_{\text{œil}} = 10^{-1}s \gg \tau_{visible} = 10^{-14}s$$

Pour que cela soit possible, il faut que les deux sources $\mathbf{S_1}$ et $\mathbf{S_2}$ dérivent d'une même source.

Maintenant, si les trois conditions sont vérifiées ;

$$\boldsymbol{\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1 . \varepsilon_2}\cos(\vec{K}_2.\vec{r}_2 - \vec{K}_1.\vec{r}_1 + \Delta\varphi_0)} \dots\dots\dots\dots (\mathbf{1})$$

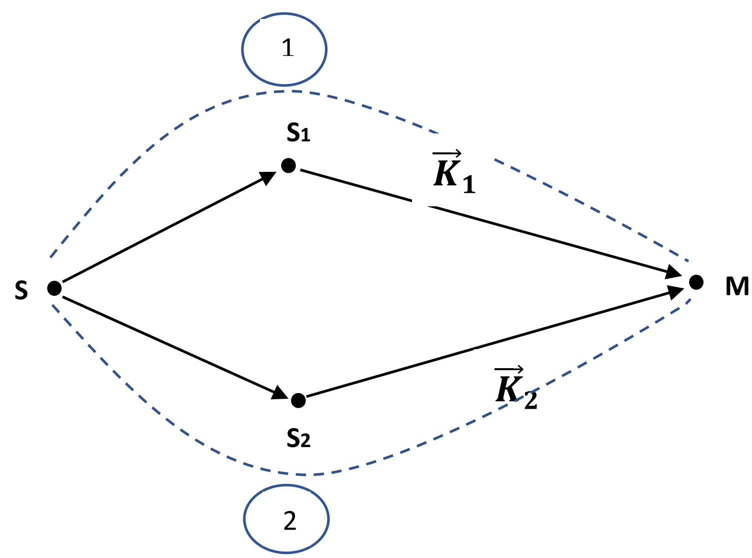


Figure VI-3 : Schéma montrant deux chemins optiques issus de la même source

$$\boldsymbol{\vec{K}_1} \parallel \boldsymbol{\vec{r}_1} = \overrightarrow{S_1M} \quad ; \quad \boldsymbol{\vec{K}_2} \parallel \boldsymbol{\vec{r}_2} = \overrightarrow{S_2M}$$

Dans ce cas : $\vec{K}_2.\vec{r}_2 - \vec{K}_1.\vec{r}_1 = K_2.S_2M - K_1.S_1M$

Si le milieu est homogène d'indice $\boldsymbol{n}$: $K_2 = K_1 = \frac{\omega}{c} n = \frac{2\pi}{\lambda_0} n$

D'où :

$$\vec{K}_2.\vec{r}_2 - \vec{K}_1.\vec{r}_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0}[n.S_2M - n.S_1M] = \frac{2\pi}{\lambda_0}[(S_2M) - (S_1M)] \dots\dots (2)$$

Nous avons en plus :

$$\varphi_{01} = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SS_1)$$

$$\varphi_{02} = \varphi(S) + \frac{2\pi}{\lambda_0}(SS_2)$$

D'où : $\Delta\boldsymbol{\varphi_0} = \varphi_{02} - \varphi_{01} = \frac{2\pi}{\lambda_0}[(SS_2) - (SS_1)] \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots.\dots\dots (3)$

Par définition la différence de marche $\boldsymbol{\delta}$ exprime la variation dans le chemin optique.

Soit :

$$\delta = (SM)_{②} - (SM)_{①} = (SS_2M) - (SS_1M) = (SS_2) + (S_2M) - (SS_1) - (S_1M)$$
$$= [(SS_2) - (SS_1)] + [(S_2M) - (S_1M)]$$

En combinant les équations (1), (2) et(3) on obtient la formule d'interférence suivante :

$$\boxed{\boldsymbol{\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1.\varepsilon_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta\right)}}$$

En termes d'intensité :

$$\boxed{\boldsymbol{I = I_1 + I_1 + 2\sqrt{I_1.I_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta\right)}}$$

3. INTERFERENCE DE DEUX ONDES COHERENTES

3.1 Types d'interférence

Dans le cas où il n'y a pas d'interférence : $\boldsymbol{\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_2}$

Mais dans le cas d'interférence la relation est :

$$\boldsymbol{\varepsilon = \varepsilon_1 + \varepsilon_1 + 2\sqrt{\varepsilon_1.\varepsilon_2}\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta\right)}$$

Terme d'interférence

Selon le cas, le terme d'interférence va augmenter l'éclairement de l'onde résultante ou le diminué.

- $\boldsymbol{\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta\right) > 1}$: L'éclairement résultant augmente, et on dit que l'interférence est **constructive**.

- $\cos\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\delta\right) < 1$: L'éclairement résultant diminue, et on dit que l'interférence est **destructive**.

3.2 Ordre d'interférence

L'ordre d'interférence est par définition :

$$p = \frac{\Delta\varphi}{2\pi} = \frac{\delta}{\lambda_0}$$

Selon que p est un entier ou demi entier, l'interférence est soit constructive (p est entier) ou bien destructive (p est un demi entier)

3.3 Surfaces d'égales intensités et franges d'onde

Définition1 : Une surface d'égales intensités est la région de l'espace ou l'intensité est constante.

$$\varepsilon = C^{te} \;\Rightarrow\; \Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}\delta = C^{te} \;\Rightarrow\; \frac{2\pi}{\lambda_0}n[(SS_2 - SS_1) + (S_2M - S_1M)]$$

La position du point M est variable sur l'écran d'observation, ceci exige que :

$$\boxed{S_2M - S_1M = C^{te}}$$

C'est l'équation des hyperboloïdes de foyers S_1 et S_2 (figure VI-4)

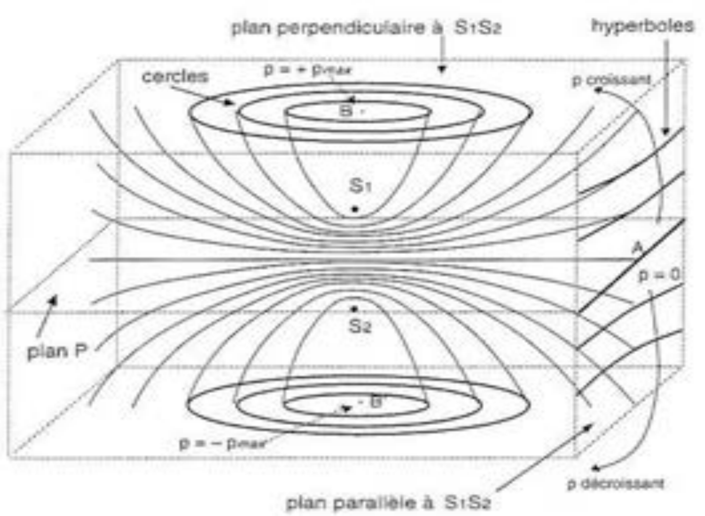


Figure VI-4 : Surfaces d'égales intensités et franges d'ondes

Définition2 : Une **frange** est la surface d'intersection entre un hyperboloïde et l'écran d'observation. Selon la position de l'écran d'observation, on distingue deux cas.

- **Cas 1 :** L'écran est parallèle à la section S_1S_2 ; les franges sont **rectilignes**.
- **Cas 2 :** L'écran est perpendiculaire à la section S_1S_2 ; les franges sont **circulaires**.

Et suivant que l'ordre d'interférence est entier ou demi-entier ; nous avons deux types de franges.

- ❖ **Franges brillantes :** Ce sont les lieux sur l'écran d'observation tel que ;

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon_{max}} = \left(\sqrt{\boldsymbol{\varepsilon_1}} + \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon_2}}\right)^{\mathbf{2}} \Leftrightarrow \cos(\Delta\varphi) = +1 \Leftrightarrow \Delta\varphi = 2m\pi$$

Ou encore ; $\Delta\varphi = 2m\pi = 2\pi p \Leftrightarrow \boldsymbol{p = m}$ **entier.**

- ❖ **Franges sombres :** Ce sont les lieux sur l'écran d'observation tel que ;

$$\boldsymbol{\varepsilon} = \boldsymbol{\varepsilon_{min}} = \left(\sqrt{\boldsymbol{\varepsilon_1}} - \sqrt{\boldsymbol{\varepsilon_2}}\right)^{\mathbf{2}} \Leftrightarrow \cos(\Delta\varphi) = -1 \Leftrightarrow \Delta\varphi = (2m+1)\pi$$

Ou encore ; $\Delta\varphi = (2m+1)\pi = 2\pi p \Leftrightarrow \boldsymbol{p = m + \frac{1}{2}}$ $\mathbf{demi-entier}$.

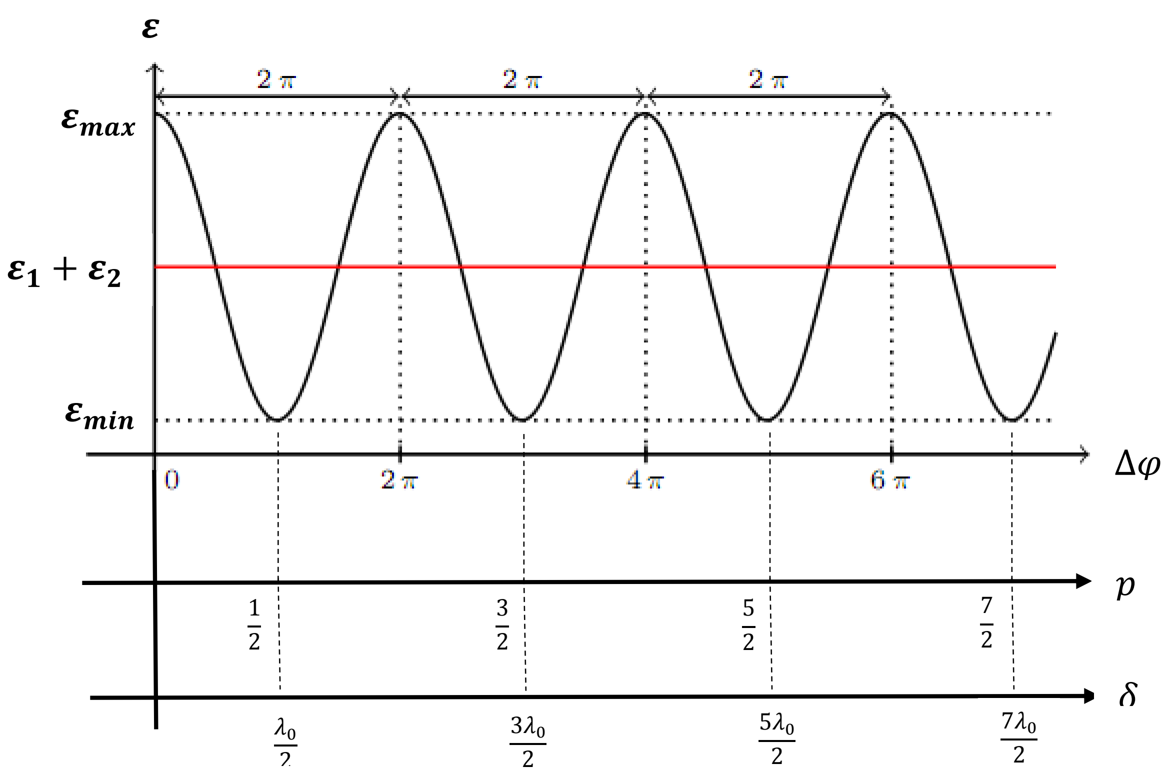


Figure VI-5 : La courbe de l'éclairement $\boldsymbol{\varepsilon}$ en fonction de $\boldsymbol{\Delta\varphi}$, $\boldsymbol{p}$ et $\boldsymbol{\delta}$

3.4 Contraste (Visibilité)

Le contraste ou la visibilité mesure la netteté de la figure d'interférence ou le pouvoir séparateur entre les franges brillantes et les franges sombres. Il est exprimé par :

$$\boldsymbol{C} = \frac{\boldsymbol{\varepsilon_{max}} - \boldsymbol{\varepsilon_{min}}}{\boldsymbol{\varepsilon_{max}} + \boldsymbol{\varepsilon_{min}}} \quad \text{Ou bien ;} \quad \boldsymbol{C} = \frac{\boldsymbol{I_{max}} - \boldsymbol{I_{min}}}{\boldsymbol{I_{max}} + \boldsymbol{I_{min}}}$$

$$\mathbf{0} \leq \boldsymbol{C} \leq \mathbf{1}$$

On peut écrire l'expression de contraste autrement ;

$$\boldsymbol{C} = \frac{\boldsymbol{2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2}}}{\boldsymbol{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}}$$

On peut aussi écrire $\boldsymbol{\varepsilon_{max}}$ et $\boldsymbol{\varepsilon_{min}}$ en fonction du contraste $\boldsymbol{C}$ **;**

$$\varepsilon_{max} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 + 2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(1 + C) = \boldsymbol{\varepsilon_{moy}(1 + C)}$$

$$\varepsilon_{min} = \varepsilon_1 + \varepsilon_2 - 2\sqrt{\varepsilon_1 \varepsilon_2} = (\varepsilon_1 + \varepsilon_2)(1 - C) = \boldsymbol{\varepsilon_{moy}(1 - C)}$$

3.5 Calcul de la différence de marche

Puisque les positions des sources S_1 et S_2 sont fixes ; calculer la différence de marche $\boldsymbol{\delta}$ revient à calculer $(S_2M - S_1M)$ car nous avons :

$$\delta = [(SS_2) - (SS_1) + (S_2M) - (S_1M)]$$

Suivant que l'écran d'observation est parallèle ou perpendiculaire à la droite S_1S_2.

- **L'écran est parallèle :**

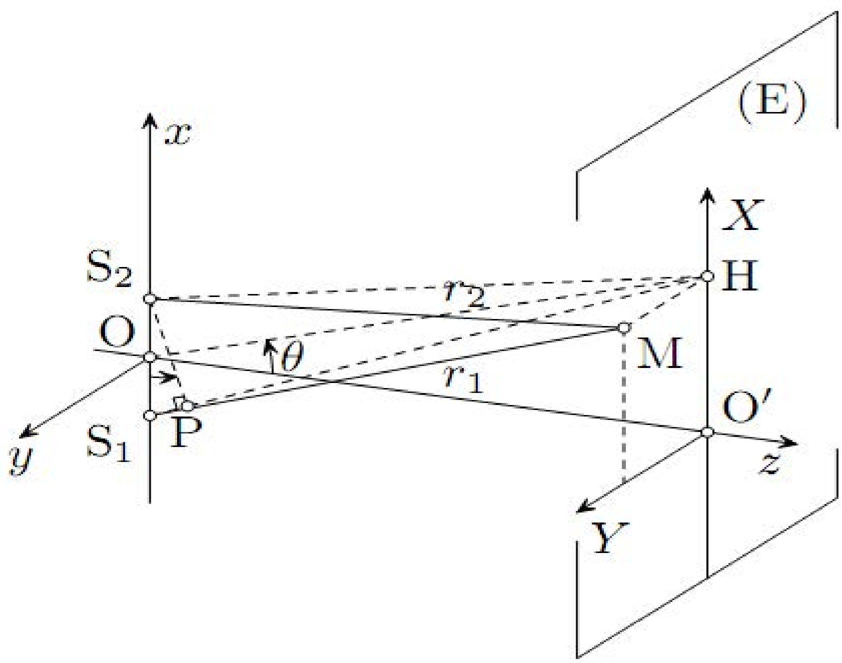


Figure VI-6 : Figure montrant la différence de marche dans le cas parallèle

Soit $\boldsymbol{M}$ un point sur l'écran (**E**)**,** de coordonnées $\boldsymbol{x}, \boldsymbol{y}$ et $\boldsymbol{0}$. Et soit :

$S_1S_2 = a$ et $OO' = D$ avec ; $D \gg x, y, a$.

$$S_1M = [(x_M - x_1)^2 + (y_M - y_1)^2 (z_M - z_1)^2]^{\frac{1}{2}}$$

$$S_1M = \left[\left(x + \frac{a}{2}\right)^2 + (y - 0)^2 + (0 - D)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= D\left[1 + \left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right)^2 + \left(\frac{y}{D}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}}$$

En faisant un développement limité d'ordre 1 c-à-d : $(1 + x)^{\alpha} \approx 1 + \alpha x$

$$S_1M \approx D\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x + \frac{a}{2}}{D}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{y}{D}\right)\right]$$

Et de même :

$$S_2M \approx D\left[1 + \frac{1}{2}\left(\frac{x - \frac{a}{2}}{D}\right) + \frac{1}{2}\left(\frac{y}{D}\right)\right]$$

D'où :

$$\boxed{\boldsymbol{S_2M - S_1M \approx \frac{a.x}{D}}}$$

Pour une frange sur l'écran d'observation, il faut que $\boldsymbol{\delta}$ soit constant.

$$\boldsymbol{\delta = C^{tte}} \Rightarrow (S_2M - S_1M) = \boldsymbol{C^{tte}} \Rightarrow \frac{a.x}{D} = \boldsymbol{C^{tte}} \qquad \Rightarrow \boldsymbol{x = C^{t}}$$

C'est l'équation d'une droite ce qui signifie que **les franges sont des rectilignes**

Figure VI-7 : Photo montrant les franges rectilignes sur un écran d'observation

➢ **L'écran est perpendiculaire :**

Soit $\boldsymbol{M}$ un point sur l'écran d'observation défini par ses coordonnées cylindriques $\boldsymbol{\rho}$ et $\boldsymbol{\theta}$ tel que :

$\rho = \left\|\overrightarrow{O'M}\right\|$ et $\theta = \widehat{O'OM}$.

$S_1S_2 = a$ et $OO' = D$ avec ; $D \gg \rho, a$.

Et soit : $OM = r$ avec ; $r \gg \rho, a$.

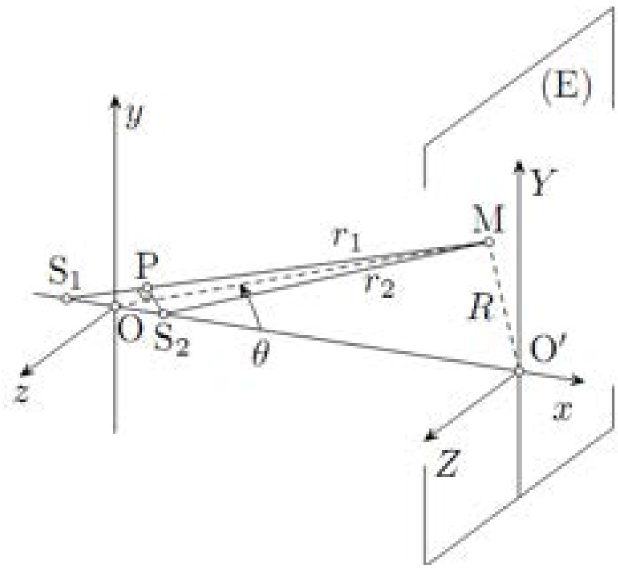


Figure VI-8 : Figure montrant la différence de marche dans le cas perpendiculaire

$$\overrightarrow{S_1M} = \overrightarrow{S_1O} + \overrightarrow{OM} \quad \Rightarrow \quad \overrightarrow{S_1M}^2 = \left(\overrightarrow{S_1O} + \overrightarrow{OM}\right)^2$$

$$S_1M = \left[\left(\overrightarrow{S_1O} + \overrightarrow{OM}\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} = \left[S_1O^2 + OM^2 - 2\overrightarrow{OS_1}.\overrightarrow{OM}\right]^{\frac{1}{2}}$$

$$= \left[\left(\frac{a}{2}\right)^2 + r^2 - 2\frac{a}{2}.r\cos\theta\right]^{\frac{1}{2}}$$

En effectue un développement limité à l'ordre 1, on obtient :

$$\boldsymbol{S_1M \approx r\left[1 - \frac{1}{2}\frac{a}{r}\cos\theta\right]}$$

De même :

$$\boldsymbol{S_2M \approx r\left[1 + \frac{1}{2}\frac{a}{r}\cos\theta\right]}$$

D'où :

$$\boxed{\boldsymbol{S_2M - S_1M \approx \ a\cos\theta}}$$

Puisque $\boldsymbol{\theta}$ est un angle faible donc ; $\theta = \tan\theta$ et $\cos\theta \approx 1 + \frac{\theta^2}{2}$.

Donc : $S_2M - S_1M \approx a\left(1 + \frac{\tan^2(\theta)}{2}\right)$

Finalement :

$$\boxed{S_2M - S_1M \approx \ a\left(1 + \frac{\rho^2}{2D^2}\right)}$$

Pour une frange sur l'écran d'observation, il faut que $\boldsymbol{\delta}$ soit constante.

$$\boldsymbol{\delta} = \boldsymbol{C}^{tte} \ \Rightarrow \ (S_2M - S_1M) = \boldsymbol{C}^{tte} \ \Rightarrow \ \rho = \boldsymbol{C}^{t}$$

C'est l'équation d'une droite ce qui signifie que **les franges sont des anneaux.**

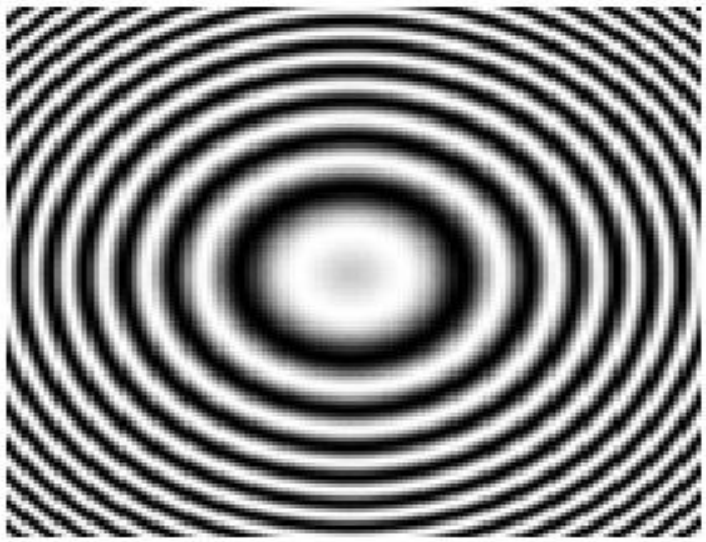


Figure VI-9 : Photo montrant les franges sphériques sur un écran d'observation

4. INTERFERENCES A ONDES MULTIPLES

Dans le cadre de l'expérience des fentes d'Young, nous avons vu que les interférences résultent de la superposition de deux ondes émanant de deux trous distincts. Imaginons maintenant que nous ajoutions N trous à la plaque. Si les trous émettent des ondes qui sont cohérentes entre elles (c'est-à-dire qu'elles sont toutes éclairées par la même source primaire), le champ en un point M est la somme des N ondes émises par les N trous. C'est ce qu'on appelle une interférence à ondes multiples. La formule générale pour I(M) peut être assez complexe, sauf dans certains cas spécifiques. La diffraction peut être théoriquement modélisée comme une interférence entre un nombre infini d'ondes.

Dans la suite de section, nous allons étudier deux cas d'interférences multiples qui sont l'interféromètre de Michelson et l'interféromètre de Pérot-Fabray.

4.1 l’interféromètre de Michelson

Il s'agit d'un dispositif qui sert à mesurer l’interférence. Il composé de deux miroirs plans perpendiculaires M1 et M2 et d'une plaque semi-réfléchissante G qui fait un angle de 45° avec le support du rayon incident comme sur la figure VI-10 de sorte que le rayon issu de la source S tombe sur la plaque G, cette dernière réfléchit une partie de même rayon vers M2 et l’ autre partie continue vers M1, qui à son tour le réfléchit à nouveau pour revenir vers la plaque G et ensuite partiellement réfléchi vers L. Le miroir M2 fait le même travail. On note que le miroir M2 est monté sur un chariot qui peut être déplacé dans un mouvement rectiligne lent.

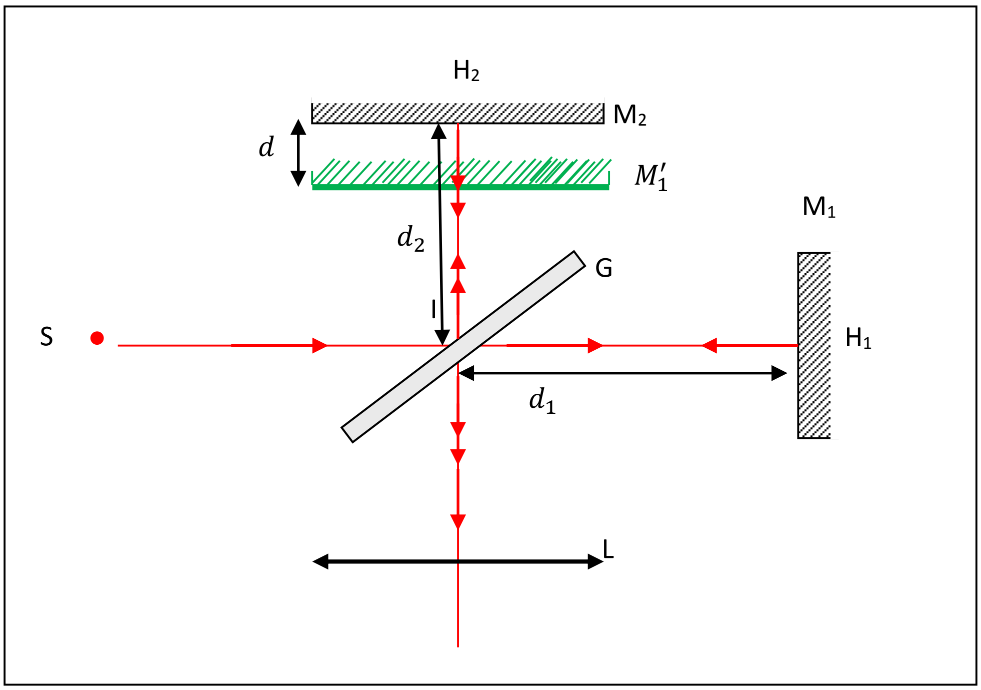


Figure VI-10 : Schéma descriptif de l’interféromètre de Michelson

Pour que l’interférence se produise, il faut que deux conditions soient verifies:

a. Il faut que la source S soit continue et non ponctuelle.
b. La lumière doit être monochromatique surtout si les distances M1-G et M2-G sont trés différentes.

Une image $M_1{}'$ de miroir M_1 se forme parallèle au miroir M_2 à une distance $d = d_2 - d_1$. Dans le cas d'interférence en couches minces, la différence de marche est: $\delta = 2nd\cos r$

Puisque le milieu est l’air ; soit : $\delta = 2d\cos r$ et pour qu’il ait des franges brillantes, il faut que:

$$\delta = m\lambda$$

Au centre, on a: $\cos r = 1$

$$\delta = m\lambda = 2d$$

D'ou: $$d = m\frac{\lambda}{2}$$

Si m varie de l'ordre d'une unité, d varie de l'ordre de $\frac{\lambda}{2}$, et autant que la distance entre M_1 et $M_1{}'$ augmente, la separation des anneaux d'interférence s'accentue.

Le principal avantage de l'interféromètre de Michelson est que la différence de marche peut être modifiée en déplaçant le miroir ou en introduisant un réfracteur. Lorsque le miroir est déplacé, les franges se déplacent et l'interféromètre nous donne alors le nombre de franges en fonction de la longueur d'onde, de sorte que:

Pour la position $d_1{}'$ qui correspond au frange m_1, on a: $2d_1{}' = m_1\lambda$

De même, pour la position $d_2{}'$ qui correspond au frange m_2, on a: $2d_2{}' = m_2\lambda$

Par soustraction des deux équations precedents on trouve:

$$d_2{}' - d_1{}' = (m_2 - m_1)\frac{\lambda}{2}$$

Il est clair que la distance à laquelle le miroir se déplace $d_2{}' - d_1{}'$ correspond au nombre des franges passantes par le centre $m_2 - m_1$.

L'une des applications les plus importantes de l'interférometre de Michelson est la détermination des longueurs d'onde des lumières monochromatiques comme les couleurs primitives.

4.2 l'interféromètre de Pérot-Fabray

L'interféromètre de Fabry-Pérot est un dispositif optique composé de deux lames semi-réfléchissantes parallèle l'une face à l'autre à hauts coefficients de réflexion comme montre la figure VI-11. Ce qui permet à la lumière entrante d'effectuer une multitude d'aller retours à l'intérieur de la cavité optique. Les rayons lumineux ressortent donc partiellement après chaque réflexion, ce qui fait que les rayons sortants interfèrent entre eux et créent des anneaux d'interférence. Le système peut comporter en sortie une lentille de focalisation de sorte que les rayons feront le même angle avec son axe.Comme le cas de l'interférence par une couche mince, le déphasage entre deux rayons successifs est donné par :

$$\delta = 2\pi\frac{2nl\cos(i)}{\lambda}$$

Où n est l'indice de réfraction de la couche, l son épaisseur, i l'angle de réfraction et λ est la longueur d'onde.

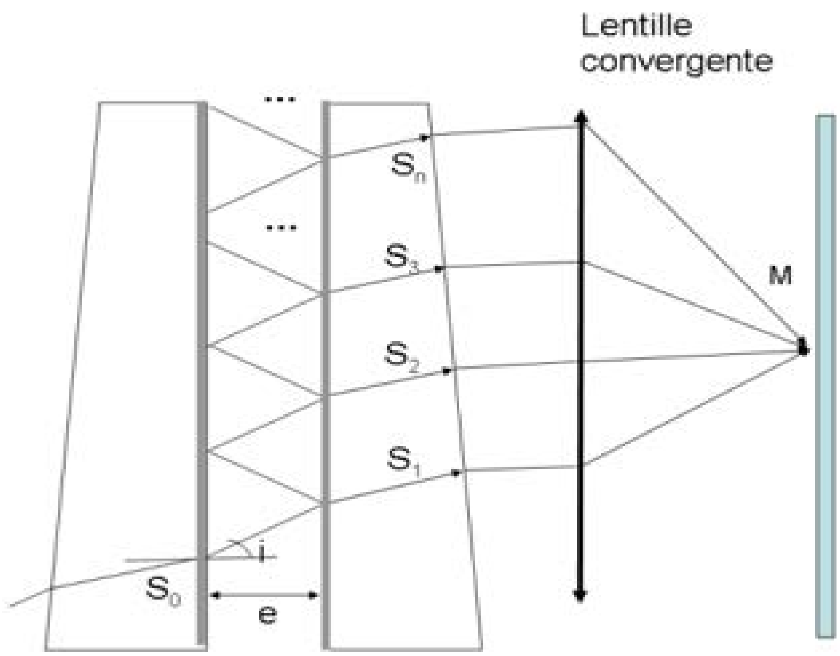


Figure VI-11 : Schéma descriptif de l'interféromètre de Fabray-Pérot

La phase du $m^{ième}$ rayon est alors :

$$\varphi_m = m\delta$$

La différence de marche après une double réflexion peut s'écrire comme :

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

Ou e est l'épaisseur de la couche.

Pour que l'intensité transmise soit maximale, les ondes issues des multiples réflexions doivent être en phase dans un plan d'onde quelconque en sortie de l'interféromètre. Les interférences sont donc parfaitement constructives dans la direction d'angle i. L'intensité de la lumière transmise dépend de l'angle d'incidence i, de l'épaisseur e de l'interféromètre et de la longueur d'onde λ. Soit :

$$I = \frac{I_0}{1 + m\sin^2\left(\frac{\varphi}{2}\right)}$$

L'intensité est maximale (I_0) si la phase vaut n (n entier) fois 360°.

L'application la plus répandue de l'interféromètre de Fabry et Perot est dans la spectroscopie par la fabrication des filtres interférentiels, beaucoup plus sélectifs que les filtres colorés.

4.3 l'interféromètre en lumière polychromatique

Dans le cas d'interférences en lumière polychromatique, chaque longueur d'onde va donner son propre système de franges, les interfranges respectifs étant différents. On doit donc s'attendre à avoir des brouillages de franges présentant des aspects différents suivant la composition spectrale de la lumière émise par la source.

Reprenant l'expérience des fentes d'Young mais cette fois-ci la source émet une lumière bi-chromatique avec deux longueurs d'ondes λ_A et λ_B la figure VI-12. Leurs intensités respectives sont :

$$I_A = 2I_{0A}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi\upsilon_A}{c}\delta_{12}\right)\right)$$

$$I_B = 2I_{0B}\left(1+\cos\left(\frac{2\pi\upsilon_B}{c}\delta_{21}\right)\right)$$

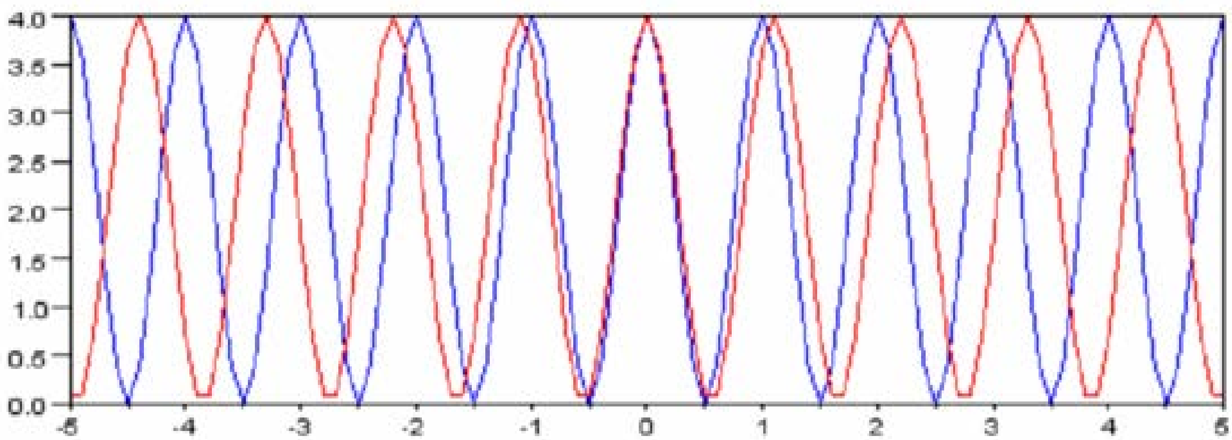


Figure VI-12 : Représentation graphique de deux longueurs d'ondes

L'intensité résultante étant :

$$I = I_A + I_B$$

Si les radiations sont très différentes (comme dans notre exemple rouge et bleu), il y aura au voisinage des coïncidences des franges brillantes de couleur mélangée rouge-bleu et des franges bien noires.

Au voisinage des anti-coïncidences il n'y aura pas de franges noires mais seulement des franges alternativement rouges et blues.

En effet dans ce cas, la représentation spectrale de la source ne correspond plus à une raie unique localisée en σ_0 , nombre d'onde de la source (ou bien en λ_0 longueur d'onde ou $\upsilon_0$fréquence). Le spectre, ou densité spectrale d'énergie, noté $S_s(\sigma)$, est composé d'une enveloppe $S_0(\sigma)$centrée sur le nombre d'onde moyen σ_0 , ceci est illustré par la figure VI-13 .

$$I_{0A} = I_{0A} = I_0$$

$$I = 2I_0\left(2 + \cos\left(\frac{2\pi\upsilon_A}{c}\delta_{12}\right) + \cos\left(\frac{2\pi\upsilon_B}{c}\delta_{21}\right)\right)$$

$$= 2I_0\left(2 + 2\cos\left(\frac{2\pi(\upsilon_A - \upsilon_B)}{2c}\delta_{12}\right)\cos\left(\frac{2\pi(\upsilon_A + \upsilon_B)}{2c}\delta_{21}\right)\right)$$

Le premier cosinus représente le contraste des franges.

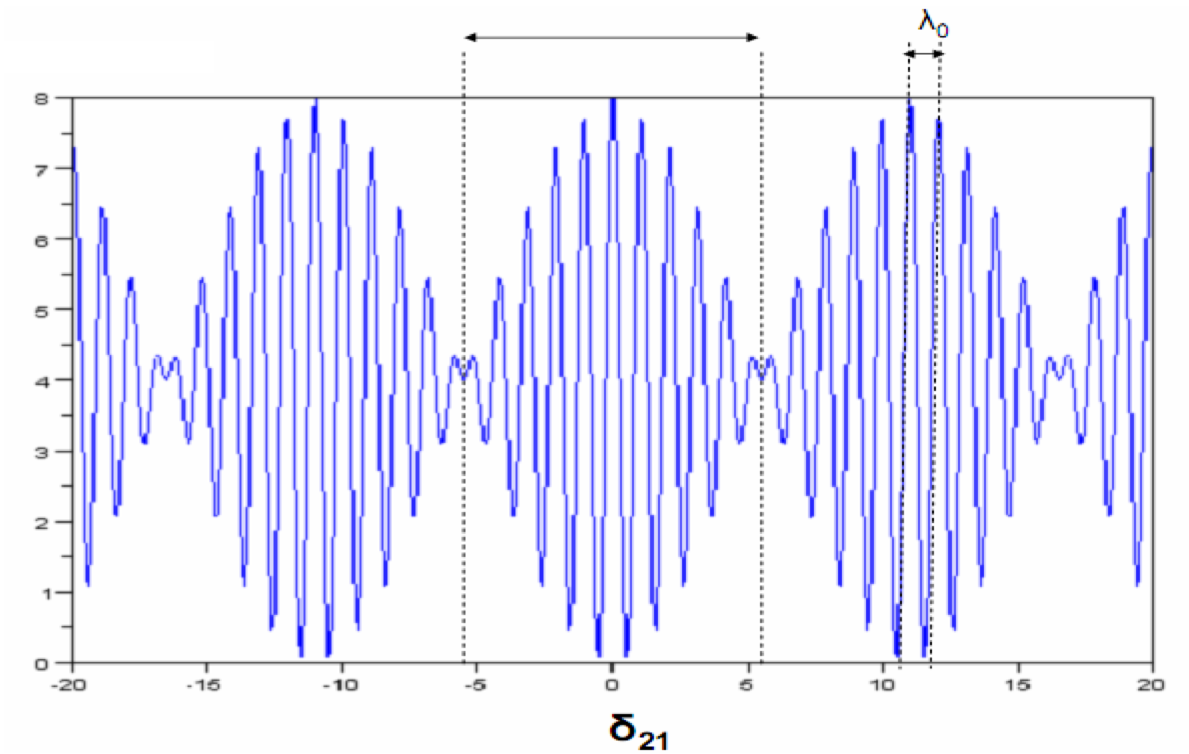


Figure VI-13 : Spectre de l'intensité d'interférence mesurée

Chapitre VII : La diffraction et ses applications

1. INTRODUCTION

L’optique géométrique est considérée comme le modèle idéal et le plus simple qui stimule le comportement de la lumière, mais il existe des phénomènes expérimentaux qui montrent la diffraction et la déviation de la lumière par rapport à sa trajectoire rectiligne. Lorsqu'un faisceau lumineux passe à travers une petite fente aux bords fins, il a tendance à la contourner et diffuse dans l'ombre géométrique, où des zones de différentes luminosités sont intercalées avec des zones sombres.

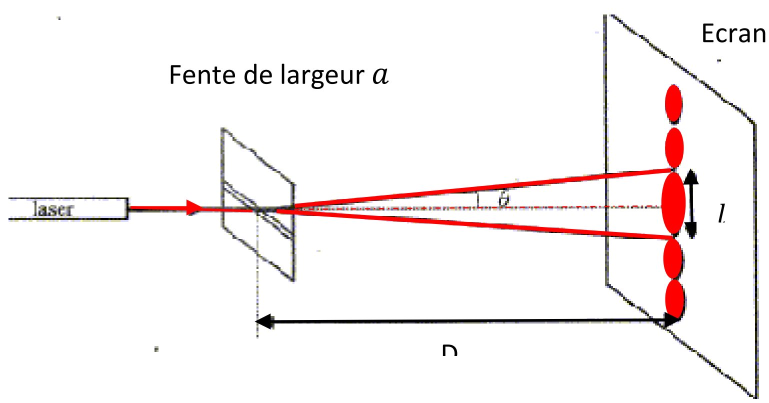


Figure VII-1 : Diffraction d’un Laser

Si la longueur a est de l’ordre de grandeur ou inférieure à la longueur d’onde λ, il y a phénomène de diffraction. En revanche, si a est supérieure à λ il n’y a pas de diffraction.

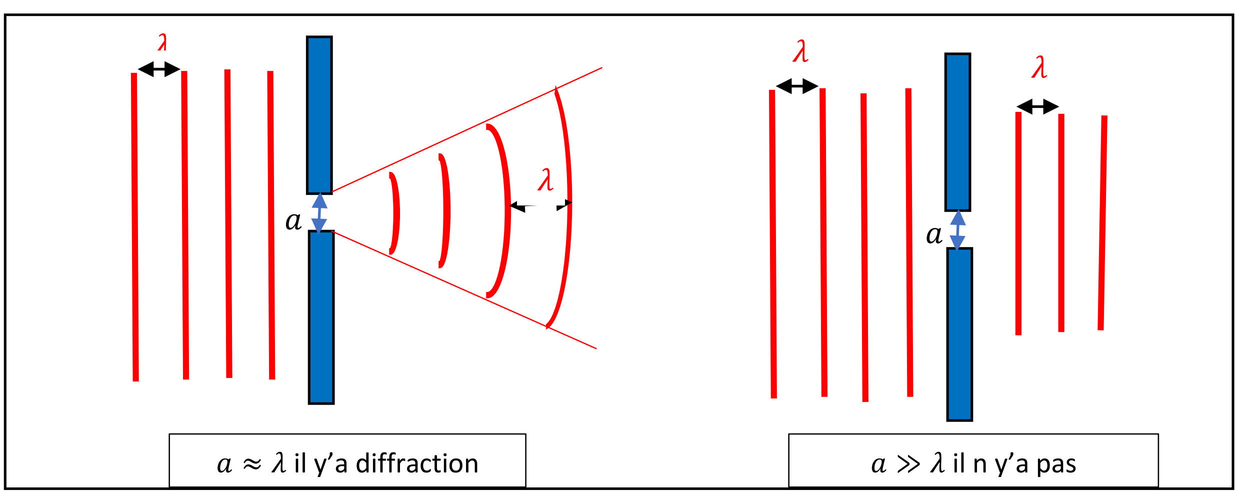


Figure VII-2 : Diffraction de la lumière à travers une fente de largeur a

2. TYPES DE DIFFRACTION

Les phénomènes de diffraction sont classés suivant que la distance obstacle et point d'observation-obstacle soit petite ou grande comparée à la longueur d'onde, comme montre la figure VII-3.

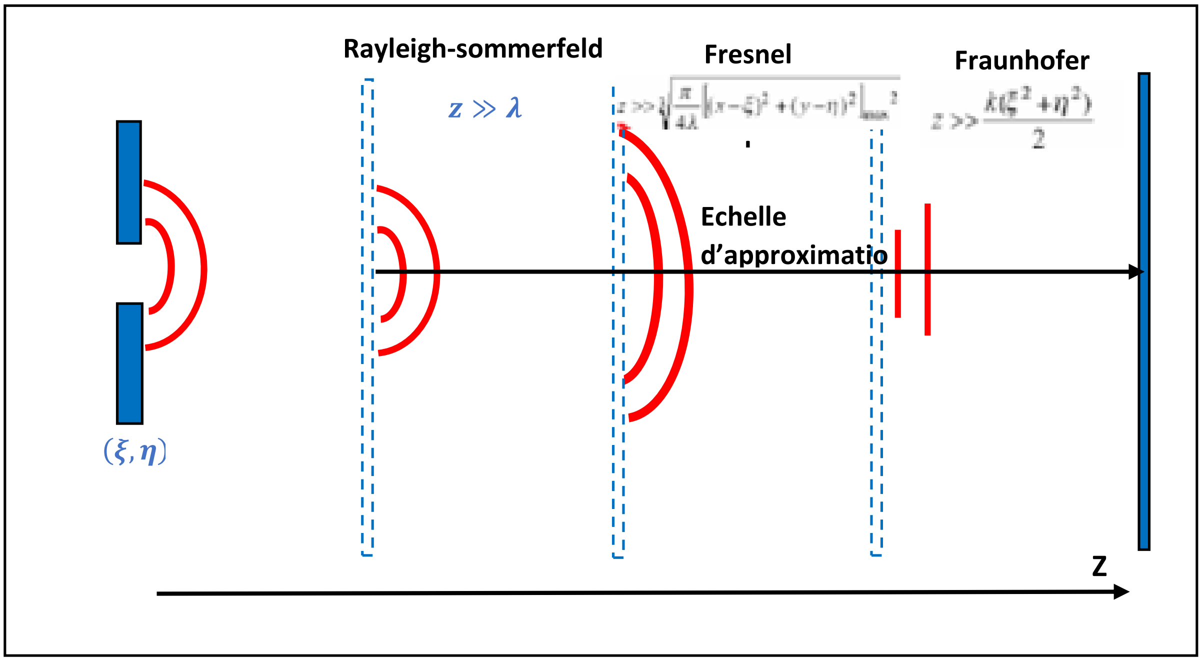


Figure VII-3 : Classification de la diffraction

Selon cette classification :

- Formulation de Rayleigh-Sommerfeld suppose que les fronts d'onde sont sphériques.
- L'approximation de Fresnel (champ proche) suppose que les fronts d'onde sont paraboliques.
- L'approximation de Fraunhofer (champ lointain) suppose que les fronts d'onde sont plans.

2.1 Diffraction de Fraunhofer à une fente unique :

Etudions la diffraction de Fraunhofer d'une fente perpendiculaire au plan de la page (dans la direction de y), comme montre la figure VII-4, où les rayons arrivent parallèlement et après diffraction au niveau de la fente, font un angle θ (l'angle entre le rayon diffracté et le rayon incident).

Pour déterminer l'amplitude de l'onde arrivant au point P due à la diffraction des ondes issues de la source, ainsi que l'intensité, nous divisons la fente de largeur d en bandes étroites de largeur ds distantes du s au centre. Nous considérons selon le principe de Huygens que chaque bande est une source secondaire.

Considérant la première onde émise par l'élément ds au centre O, son amplitude sera directement proportionnelle à la longueur de ds et inversement proportionnelle à la distance x, de sorte que cette onde produira un déplacement infinitésimal en point P.

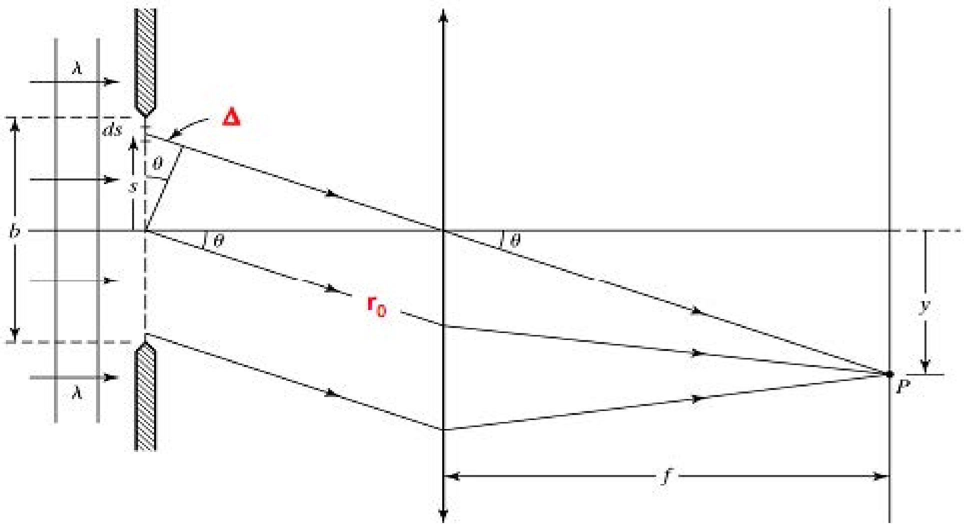


Figure VII-4 : La diffraction de Fraunhofer à une fente

La contribution d'un élément ds quelconque dans le champ électrique au point P, est donnée par l'expression :

$$dE_P = \left(\frac{dE_0}{r_0 + \Delta}\right) exp\{i[k(r_0 + \Delta) - \omega t]\}$$

dE_0 et r_0 sont respectivement, le chemin optique et le champ électrique de rayon qui passe par le centre de la fente tandis que Δ est la différence de chemin optique.

$$dE_0 = E_L ds \quad ; \quad \Delta = s\ \sin\theta$$

Ou E_L est le champ électrique qui est supposé uniforme sur la largeur de la fente. On obtient les contributions de tous les éléments ds au point P par intégration.

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] \int_{-b/2}^{b/2} exp(iks\ \sin\theta) ds$$

Soit :

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] \left[\frac{exp(iks\ \sin\theta)}{iks\ \sin\theta}\right]_{-b/2}^{b/2}$$

Remplaçant maintenant les bornes de l'intégrale et après réarrangement et simplification, on trouve :

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] \frac{b \sin \beta}{\beta}$$

Avec $\beta = \frac{1}{2} kb \sin \theta = m\pi;\ \ m = \mp 1, \mp 2, \dots \dots ..$

L'intensité de la lumière au point P est :

$$I = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c E_P E_P^* = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c \left(\frac{E_L b}{r_0}\right)^2 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2} = I_0 \frac{\sin^2 \beta}{\beta^2}$$

Soit :

$$\boxed{I = I_0 \sec^2(\beta)}$$

La figure VII-5 montre la variation de l'intensité lumineuse sur l'écran, ou la largeur de la frange centrale est deux fois supérieure à celle de la frange secondaire, et que l'intensité lumineuse de la première frange secondaire diminue jusqu'à atteindre 5 % de l'intensité lumineuse de la frange centrale.

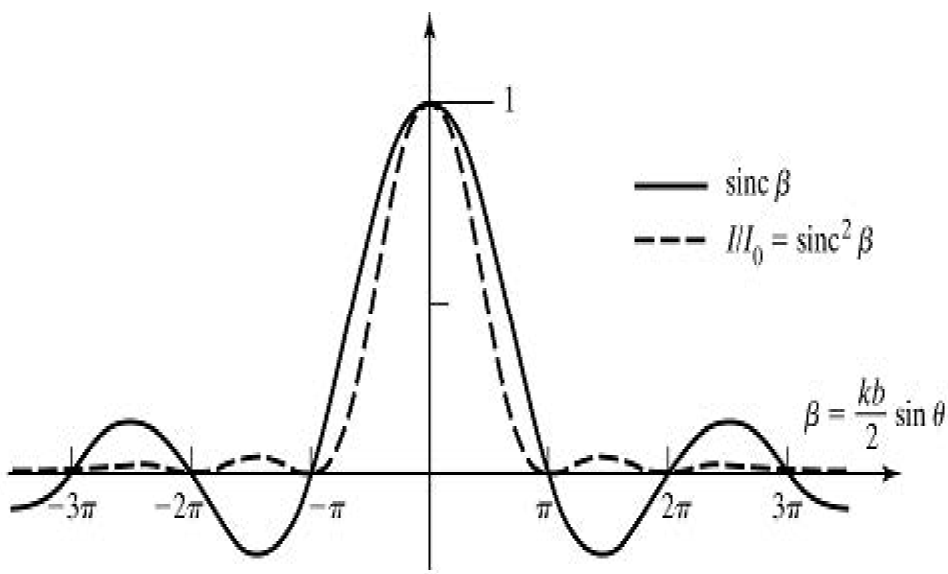


Figure VII-5 : La variation de l'intensité lumineuse en fonction de β

L'intensité en fonction de y est obtenue en remplaçant dans l'expression de β plus haut y, soit :

$$\beta = \frac{\pi b y}{\lambda f}$$

2.2 Diffraction de Fraunhofer par une ouverture rectangulaire :

Dans la section précédente, la diffraction n'était observée que dans la direction de y ou la fente est une ouverture rectangulaire avec $b \gg a$, maintenant considérant une ouverture à deux dimensions ou b et a sont comparable, soit la figure VII-6.

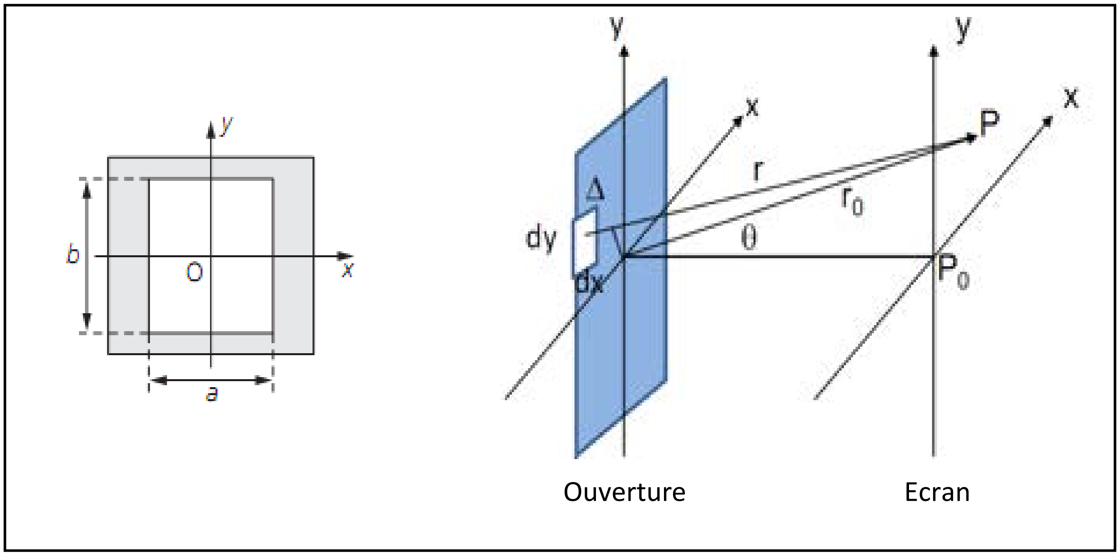


Figure VII-6 : Diffraction par une ouverture rectangulaire

L'élément du champ au point P est donné par l'expression :

$$dE_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] exp\left[ik\left(\frac{Xx + Yy}{r_0}\right)\right] dxdy$$

Soit :

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] \int_{-b/2}^{b/2} exp\left[ik\left(\frac{Yy}{r_0}\right)\right] dy \int_{-a/2}^{a/2} exp\left[ik\left(\frac{Xx}{r_0}\right)\right] dx$$

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(kr_0 - \omega t)] b \left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right) a \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)$$

Et l'intensité lumineuse au point P est :

$$I \propto |E_P|^2 \qquad soit \qquad \boxed{I = I_0 \left(\frac{\sin\beta}{\beta}\right)^2 \left(\frac{\sin\alpha}{\alpha}\right)^2}$$

$$\alpha = \frac{k}{2} a \frac{X}{r_0} = \frac{k}{2} a \sin\theta_x \qquad \text{et,} \quad \beta = \frac{k}{2} a \frac{Y}{r_0} = \frac{k}{2} a \sin\theta_y$$

2.3 Diffraction de Fraunhofer par une ouverture circulaire :

Maintenant examinant le cas où l'ouverture est circulaire de rayon R perpendiculaire au plan de la page, soit la figure VII-7.

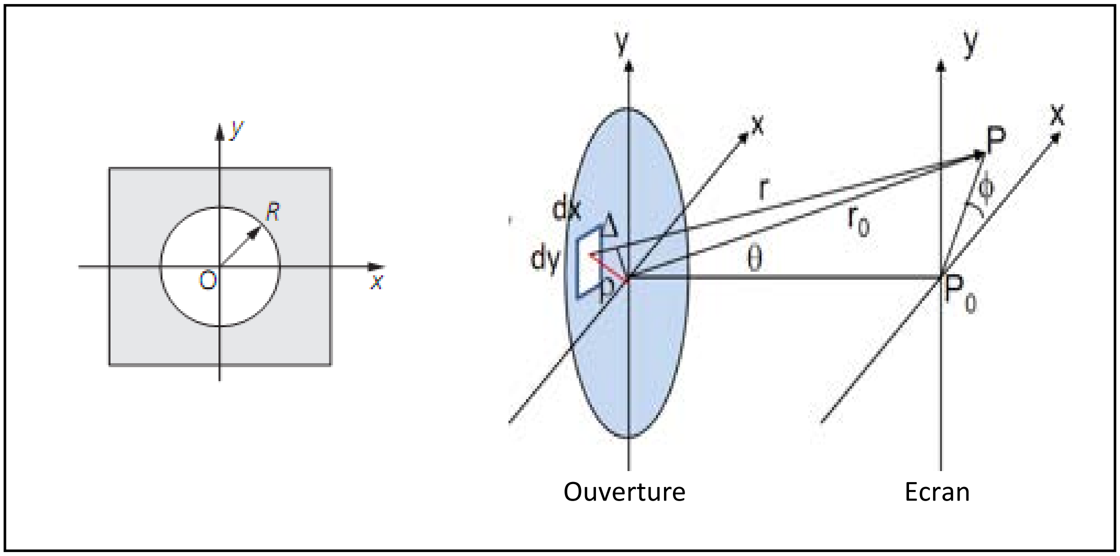


Figure VII-7 : Diffraction par une ouverture circulaire

Considérant l'élément de surface $ds = dxdy$ et soit dE_P sa contribution dans le champ électrique au point P sur l'écran d'observation.

$$dE_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(\omega t - kr)]ds$$

$r = [(X-x)^2 + (Y-y)^2 + Z^2]^{\frac{1}{2}}$ et $r_0 = [X^2 + Y^2 + Z^2]^{\frac{1}{2}}$

On peut aisément démontrer que :

$r_0{}^2 \gg x^2 + y^2 \qquad \rightarrow \qquad r \approx \left[1 - \frac{(Xx+Yy)}{r_0{}^2}\right]^{\frac{1}{2}}$

Dans ce cas la contribution de l'ouverture est :

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(\omega t - kr_0)] \iint exp\left[ik\left(\frac{Xx+Yy}{r_0}\right)\right] dxdy$$

Afin de simplifier l'intégrale, faisant un passage des coordonnées cartésiennes aux coordonnées polaires, soit :

$x = \rho \cos \emptyset \; , y = \rho \sin \emptyset$

$X = \rho \cos \Phi \; , Y = \rho \sin \Phi$

$dxdy = \rho d\rho d\emptyset$

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(\omega t - kr_0)] \int_{\rho=0}^{R} \int_{\phi=0}^{2\pi} exp\left[i\left(k\frac{\rho q}{r_0}\right)\cos(\phi - \Phi)\right] \rho d\rho d\emptyset$$

Puisque P est un point arbitraire sur l'écran, posant $\Phi = 0$.

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(\omega t - kr_0)] \int_{\rho=0}^{R} \rho d\rho \int_{\phi=0}^{2\pi} exp\left[i\left(k\frac{\rho q}{r_0}\right)\cos(\phi)\right] d\emptyset$$

La deuxième intégrale est une fonction de Bessel de premier ordre dont la forme est :

$J_m(u) = \frac{i^{-m}}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{i(mv + u\cos v)} dv$

Pour $m = 0$: $J_0(u) = \frac{i^{-m}}{2\pi}\int_0^{2\pi} e^{iu\cos v} dv$ avec $u = k\rho q$

Finalement, l'intégrale devient :

$$E_P = \left(\frac{E_L}{r_0}\right) exp[i(\omega t - kr_0)] \int_{\rho=0}^{R} J_0\left(k\frac{\rho q}{r_0}\right) \rho d\rho$$

$I \propto |E_P|^2$

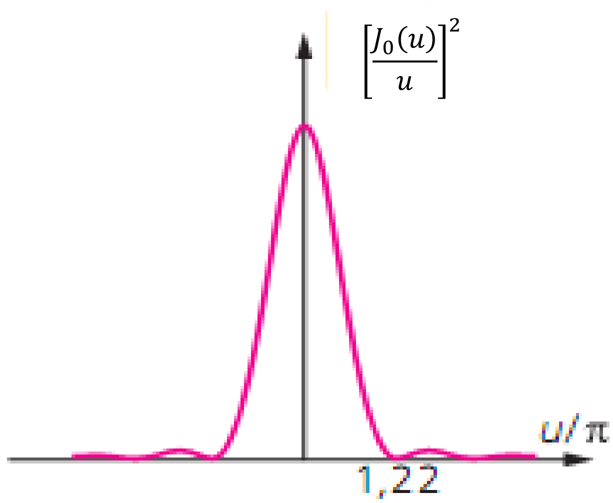


Figure VII-8 : La variation de l'intensité lumineuse

2.4 Diffraction de Fresnel :

Dans ce type de diffraction, la source et l'écran d'observation sont placés à des distances finies de l'ouverture ayant des bords fins. Dans ce cas, aucune lentille n'est utilisée pour rendre les rayons parallèles ou convergents. Le front d'onde diffractée est soit sphérique, soit cylindrique.

Pour déterminer l'intensité lumineuse diffractée à un point P sur l'écran d'observation, considérant le cas de la figure VII-9 ou l'ouverture est rectangulaire.

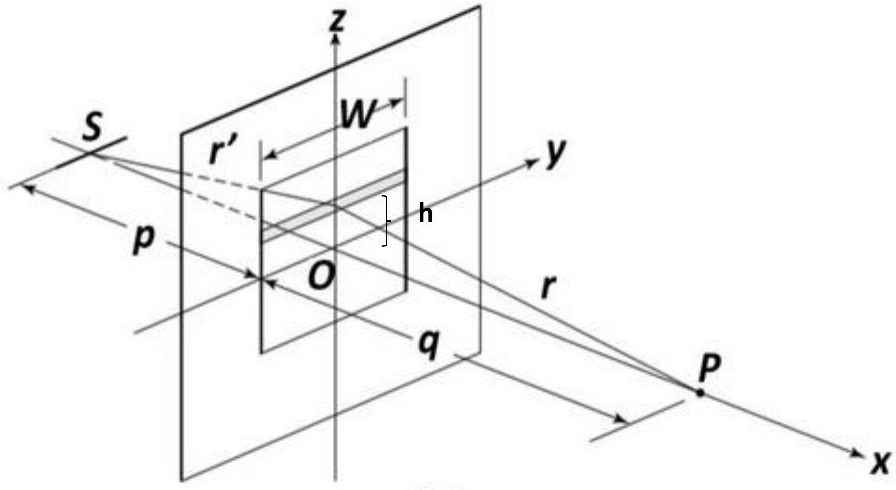


Figure VII-9 : La diffraction de Fresnel par une ouverture rectangulaire

Pour arriver à un développement mathématique de ce type de diffraction, referons-nous à la figure VII-10 qui montre les fronts d'ondes diffractés de formes cylindriques.

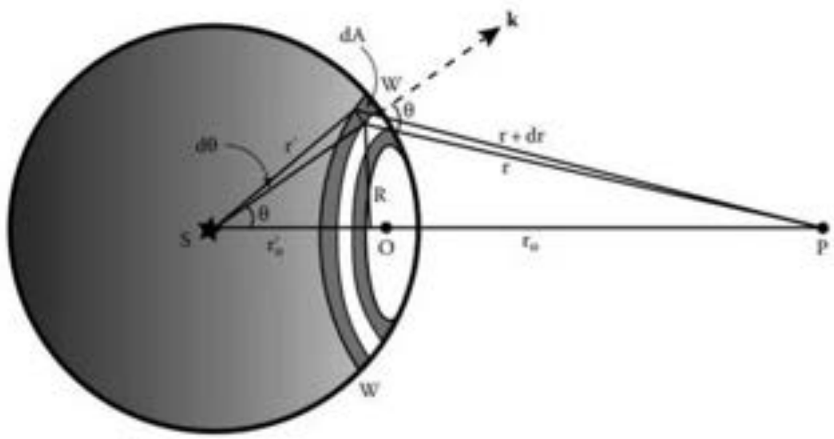


Figure VII-10 : Schéma montrant le front d'onde sphérique de la diffraction

La contribution de l'élément de surface dA au champ électrique au pont P est donnée par l'expression :

$$dE_P = F(\theta)\left(\frac{E_L}{rr'}\right) exp\{i[k(r+r') - \omega t]\}dA$$

$F(\theta) = \frac{1}{2}(1 + \cos\theta)$ est un facteur déterminant le caractère oblique des fronts d'ondes.

D'où :

$$E_P = \int F(\theta)\left(\frac{E_L}{rr'}\right) exp\{i[k(r+r') - \omega t]\}dA = C_1 e^{-i\omega t}\int e^{ik(r+r\prime)}dA$$

Si on considère que : $h \ll p$ et $h \ll q$, on peut écrire :

$r \approx q + \frac{1}{2}\frac{h^2}{q}$, $r' \approx p + \frac{1}{2}\frac{h^2}{p}$

Mettant aussi : $D = p + q$ et $\frac{1}{L} = \frac{1}{P} + \frac{1}{q}$

Dans ce cas l'intégrale précédente devient :

$$E_P = C_1 e^{-i\omega t}\int e^{ik\left(D+\frac{h^2}{2L}\right)}dA$$

Or, de la figure VII-9, nous avons $dA = Wdz$ et $h = z$

$$E_P = C_1 W e^{i(kD-\omega t)}\int_{z_1}^{z_2} e^{ik\frac{z^2}{2L}}\,dz$$

Par un changement de variable approprié et un raisonnement mathématique adéquat, on trouve :

$$E_P = A_p e^{i(kD-\omega t)}\int_{v_1}^{v_2} e^{i\pi\frac{v^2}{2}}\,dv$$

Et, $I_P = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c\left|E_p\right|^2$

Soit :

$$I_P = \frac{1}{2}\varepsilon_0 c\left|A_p\right|^2$$

Chapitre VIII : La polarisation

1. LA TRANSVERSALITE DE L'ONDE LUMINEUSE

Lorsqu'une onde propage dans un milieu d'indice n ($n = 1$ pour le vide) dans une direction donnée, elle fait vibrer les atomes de milieu soit dans la direction de propagation et l'onde est dite longitudinale, soit perpendiculaire à celle-ci et dans ce cas l'onde est dite transversale.

La lumière, comme a été définie au début de cette section est une onde électromagnétique composée d'un champ électrique et un champ magnétique variables qui oscillent perpendiculairement à la direction de propagation et perpendiculaire l'un à l'autre comme montre la figure VIII-1, ce qui fait que la lumière est onde plane transversale.

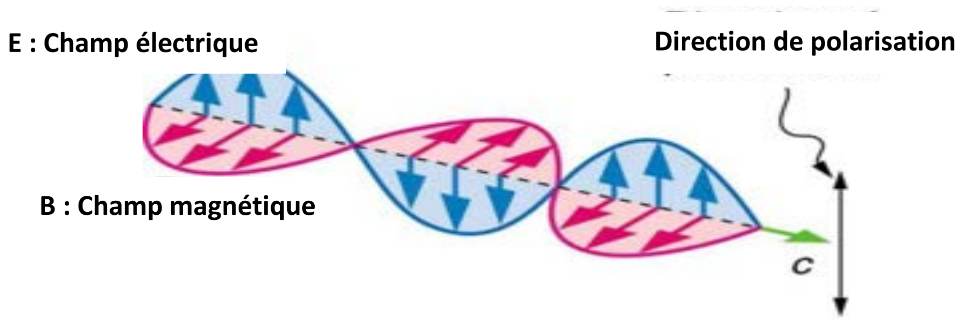


Figure VIII-1 : Une onde EM ou la direction de polarisation est parallèle à la direction du champ électrique

L'extrémité de vecteur champ électrique trace en fonction du temps une courbe dont la forme nous informe si la lumière est polarisée ou non et quel est le type de polarisation. Il existe trois principaux types de polarisation : la polarisation linéaire, la polarisation circulaire et la polarisation elliptique.

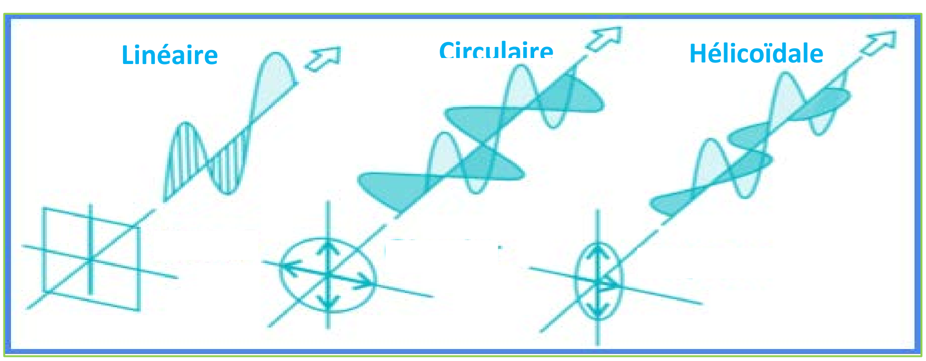


Figure VIII-2 : Types de polarisation

Remarque : Le plan x-y est le lieu géométrique ou oscille le champ électrique est appelé, champ de polarisation.

2. STRUCTURE D'UNE ONDE POLARISEE RECTILIGNEMENT

Supposons qu'une onde lumineuse se propage le long de la direction z comme indiquée sur la figure VIII-3

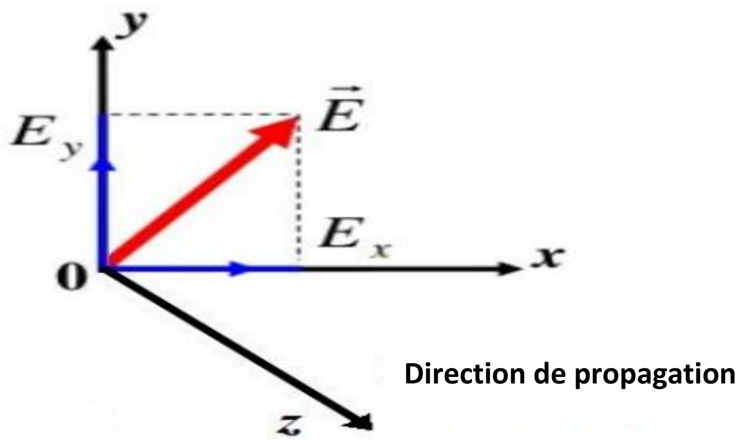


Figure VIII-3 : Les composantes du champ électrique

Le champ électrique de cette onde à l'origine des coordonnées peut être défini comme suit,

$\vec{E} = E_x\vec{\imath} + E_y\vec{\jmath}$

$E_x = E_{0x}\cos(kz - \omega t + \varphi_x)$, $E_x = E_{0y}\cos\big(kz - \omega t + \varphi_y\big)$

$\vec{E} = E_{0x}\cos(kz - \omega t)\ \ \vec{\imath} + E_{0y}\cos(kz - \omega t + \Delta\varphi)\,\vec{\jmath}$ avec $\Delta\varphi = \varphi_y - \varphi_x$

La polarisation linéaire est caractérisée par :

$$\Delta\varphi = 0 \ \ ; \ \ E_{0x} \text{ et } E_{0y} \text{ sont quelconque}$$

La figure VIII-4 montre comment apparait le vecteur champ électrique $\vec{E}$ à une position fixe ($z = 0$ sur une période).

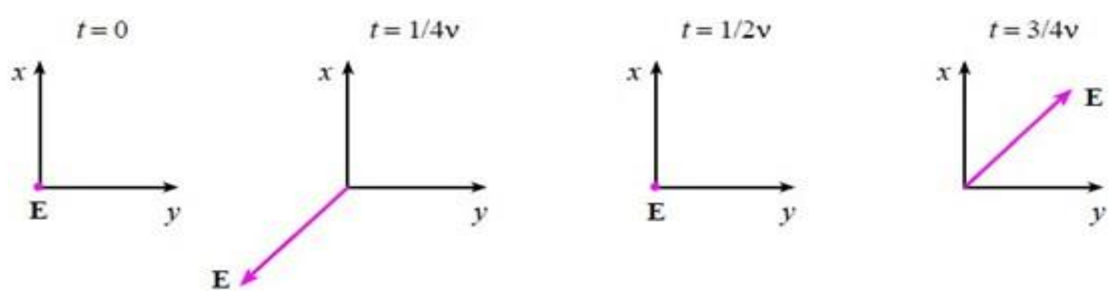


Figure VIII-4 : La direction du champ électrique dans le cas de la polarisation linéaire

C'est-à-dire que $\vec{E}$ semble osciller le long d'une ligne orientée à 45° par rapport à l'axe des x .

3. REFLEXION ET REFRACTION PAR LES CORPS ISOTROPES TRANSPARENTS

Soit deux milieux homogènes et isotropes d'indices n_1 et n_2 séparés par une interface plane. A cette interface, sous angle θ_i arrive une onde lumineuse polarisée de vecteur d'onde $\vec{k}_i$ comme montre la figure VIII-5.

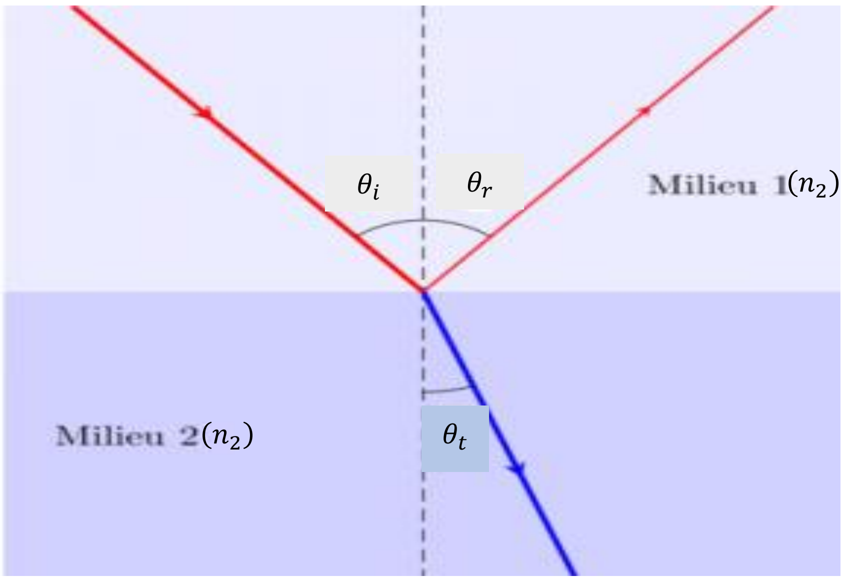


Figure VIII-5 : Réflexion et réfraction au niveau d'une interface entre deux milieux isotropes

Les champs électriques des ondes incidentes i, reflichées r et transmises ou réfractée t sont respectivement :

$$\vec{E}_i = E_{i0}e^{i(\omega t - \vec{k}_i \cdot \vec{r})}\vec{U}_i \ , \ \vec{E}_r = E_{r0}e^{i(\omega t - \vec{k}_r \cdot \vec{r})}\vec{U}_r \quad \text{et} \ \vec{E}_t = E_{t0}e^{i(\omega t - \vec{k}_t \cdot \vec{r})}\vec{U}_t.$$

A l'interface entre les deux milieux les champs électrique et magnétique (onde électromagnétique) sont continués, et en utilisant la relation entre ces derniers, on peut écrire :

$\vec{E}_i + \vec{E}_r = \vec{E}_t \quad , \ \omega\vec{B}_i = \vec{k}_i \times \vec{E}_i \ , \ \omega\vec{B}_r = r\vec{k}_r \times \vec{E}_r \ , \ \omega\vec{B}_t = t\vec{k}_t \times \vec{E}_t \ , \ \omega = \frac{c}{\lambda}$ ou r et t sont les coefficients de réflexion et de réfraction (transmission) respectivement.

Selon que l'onde incidente est polarisée en perpendiculaire au plan d'incidence ou en parallèle, on distingue les deux cas suivants :

- **Le champ électrique est perpendiculaire au plan d'incidence $\vec{E}_{0i} = E_{0i}\vec{\imath}$**

  Si on projette les champs magnétiques sur l'axe (Oz) selon la figure VIII-6 on aura :

$$B_{0i} = \frac{n_1}{c}E_{0i} \ , \quad B_{0r} = \frac{n_1}{c}E_{0r} \ , \ B_{0t} = \frac{n_2}{c}E_{0t}$$

A l'interface :

$(B_{0i} - B_{0r})\cos(\theta_i) = B_{0t}\cos(\theta_t)$

D'ou :

$n_1(E_{0i} - E_{0r})\cos(\theta_i) = n_2 E_{0t}\cos(\theta_t)$

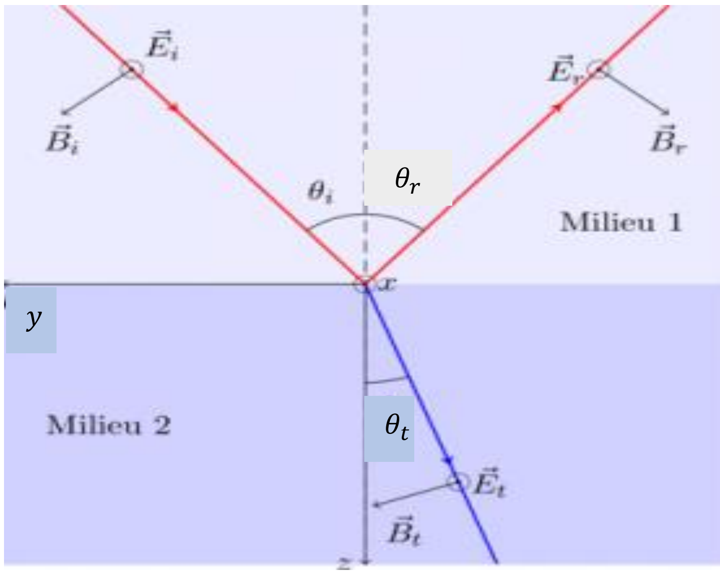


Figure VIII-6 : La polarisation est perpendiculaire

En remplaçant E_{Ot} par $E_{Ot} = E_{Oi} + E_{Or}$:

$n_1(E_{0i} - E_{0r})\cos(\theta_i) = n_2(E_{Oi} + E_{Or})\cos(\theta_t)$

$E_{0i}(n_1\cos(\theta_i) - n_2\cos(\theta_t)) = E_{Or}(n_1\cos(\theta_i) + n_2\cos(\theta_t))$

Ainsi, on peut déterminer les coefficients r et t.

$$r_\perp = \frac{E_{Or}}{E_{Oi}} = \frac{n_1\cos(\theta_i) - n_2\cos(\theta_t)}{n_1\cos(\theta_i) + n_2\cos(\theta_t)}$$

$$t_\perp = \frac{E_{Ot}}{E_{Oi}} = \frac{2n_1\cos(\theta_i)}{n_1\cos(\theta_i) + n_2\cos(\theta_t)}$$

- **Le champ électrique est parallèle au plan d'incidence $\vec{B}_{0i} = B_{0i}\vec{\imath}$**

  La continuité du champ magnétique à l'interface, nous permet d'écrire :

  $B_{Oi} - B_{0r} = B_{0t}$

Ainsi que :

$(E_{0i} + E_{0r})\cos(\theta_i) = E_{0t}\cos(\theta_t)$

En combinant les deux équations précédentes on peut écrire :

$n_1(E_{0i} - E_{0r}) = n_2 E_{0t}$

Divisant par E_{0i}.

$$n_1\left(1 - \frac{E_{0r}}{E_{0i}}\right) = n_2\left(\frac{E_{0t}}{E_{0i}}\right) \quad \Leftrightarrow \quad n_1(1-r) = n_2 t$$

Ainsi que :

$$\left(1 + \frac{E_{0r}}{E_{0i}}\right)\cos(\theta_i) = \frac{E_{0t}}{E_{0i}}\cos(\theta_t)$$

En combinant les dernières équations on trouve :

$$r_{//} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_1\cos(\theta_t) - n_2\cos(\theta_i)}{n_1\cos(\theta_t) + n_2\cos(\theta_i)}$$

$$t_{//} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2n_1\cos(\theta_i)}{n_1\cos(\theta_t) + n_2\cos(\theta_i)}$$

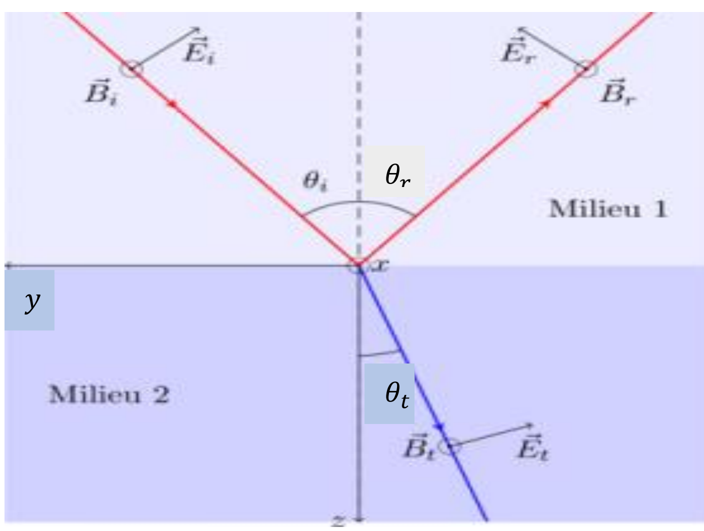


Figure VIII-7 : La polarisation est parallèle

Chapitre IX : Le Laser et ses applications

1. LE LASER

Einstein a prouvé que la lumière et les autres types de rayonnement électromagnétique ne sont pas un flux continu d'énergie, mais qu'ils sont constitués de petites unités, chacune portant une quantité spécifique d'énergie appelée photon, et cette découverte a permis de modéliser correctement la structure de l'atome. Einstein a étudié aussi les interactions entre le rayonnement électromagnétique et les atomes de matière et a pu développer les équations qui régissent ces interactions, qui porteront plus tard son nom. Grâce à ces équations, il a prédit l'existence de ce que l'on appelle le phénomène d'émission stimulée (émission induite), sur lequel se fonde le principe de fonctionnement des lasers.

L'acronyme LASER est l'abréviation de l'expression "**L**ight **A**mplification by **S**timulated **E**mission of **R**adiation"

2. LE PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DU LASER

Les lasers reposent sur le principe de l'échange de l'interaction entre le rayonnement électromagnétique et la matière, ou plus précisément les atomes, en utilisant les différents niveaux d'énergie que peuvent prendre les atomes de différents matériaux.

Considérons deux niveaux d'énergie E_n et E_m (E_n est inférieur à E_m) dont les atomes peuvent interagir avec la lumière de fréquence $h\nu = E_m - E_n$. E_n-E_m est est appelé transition radiative si les atomes ne peuvent passer de E_n à E_m (ou de E_m à E_n) qu'en interagissant avec la lumière, et selon le cas de la radiation on distingue trois possibilités.

2.1 Absorption (stimulée) :

Un atome dans un niveau inférieur E_n absorbe un photon de fréquence $h\nu$ et se déplace vers un niveau supérieur E_m.

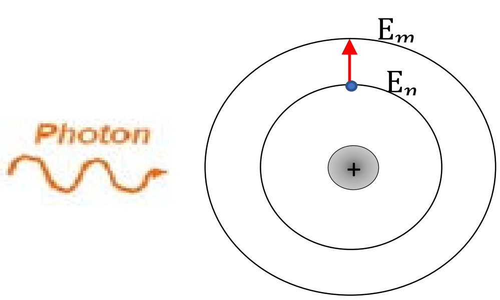


Figure IX-1 : Absorption stimulée

2.2 Emission spontanée :

Un atome dans un niveau supérieur peut se désintégrer spontanément vers le niveau inférieur et émettre un photon de fréquence $h\nu$ si la transition entre E_m et E_n est radiative. Ce photon a une direction et une phase aléatoires.

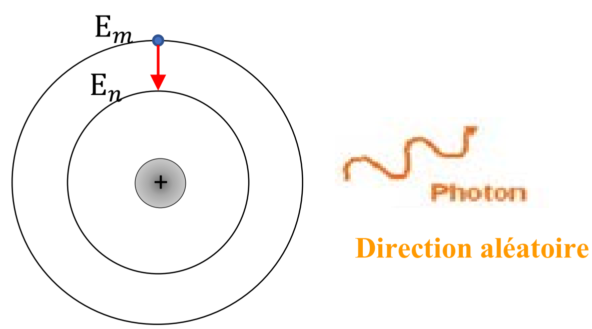


Figure IX-2 : Emission spontanée

2.3 Emission stimulée :

Un photon incident provoque le passage d'un atome de niveau supérieur E_m, émettant un photon "stimulé" dont les propriétés sont identiques à celles du photon incident. Le terme "stimulé" souligne le fait que ce type de rayonnement ne se produit qu'en présence d'un photon incident. L'amplification est due aux similitudes entre le photon incident et le photon émis.

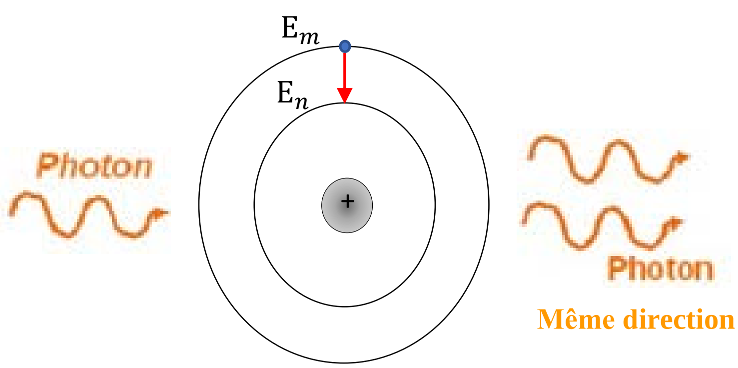


Figure IX-3 : Emission stimulée

2.4 Manifestation de l'un ou l'autre des trois mécanismes :

On désigne par A_{nm} la probabilité par unité du temps de la transition spontanée d'un atome entre un état énergétique supérieur n et un état inférieur m. Si N_n est le nombre des transitions possible, alors la probabilité totale des transitions spontanée par unité du temps est $N_n A_{nm}$ entre l'état énergétique n et l'état m, et la fréquence de rayonnement est donné par la relation :

$$\nu_{nm} = \frac{E_n - E_m}{h} \qquad \text{ou } E_n - E_m \text{ est l'énergie de rayonnement}$$

Il est à noter que ce type de rayonnement provient des sources incohérentes et se produit dans des atomes non excités, or ils existent des transitions (émission stimulée) entre différents niveaux d'énergie par excitation provoquée par une onde électromagnétique avec une fréquence. Soit B_{nm} la probabilité par unité du temps de la transition excitée de niveau d'énergie supérieur n au niveau inferieur m.

Dans ce cas la probabilité totale par unité du temps des transitions (spontanées, stimulées) est :

$$P_{nm} = A_{nm} + U_\nu B_{nm}$$

Ou, U_ν est la densité d'états excités par le rayonnement de fréquence $\nu = \nu_{nm}$.

Il peut y avoir aussi des transitions (absorption stimulée) excitées de niveau énergétique inferieur $m$au niveau supérieur n. La probabilité de telles transitions par unité du temps est donnée par la relation :

$$P_{mn} = U_\nu B_{mn}$$

2.5 Les relations d'Einstein :

Pour trouver la relation entre les constantes A et B ainsi que leurs valeurs, on peut considérer que U_ν ne change pas d'une manière significative et que les niveaux d'énergie des atomes ne sont pas désintégrés et que ces atomes sont en équilibre thermodynamique. Dans ce cas :

- Le nombre d'atomes qui se trouvent à l'état énergétique m et passent à l'état n par absorption des photons d'énergie $h\nu$, est :

$$N_m P_{mn} = N_m U_\nu B_{mn}$$

- Le nombre d'atomes qui se trouvent à l'état énergétique n et passent à l'état m par émission spontanée ou stimulée est :

$$N_n P_{nm} = N_n [A_{nm} + U_\nu B_{nm}]$$

Pour que le système d'atomes soit en équilibre, il faut que :

$$N_n P_{nm} = N_m P_{mn}$$

Soit :

$$N_m U_\nu B_{mn} = N_n [A_{nm} + U_\nu B_{nm}]$$

Et donc :

$$U_\nu = \frac{{A_{nm}}/{B_{nm}}}{\left({N_m}/{N_n}\right)\left({B_{mn}}/{B_{nm}}\right) - 1}$$

En introduisant les statistiques de Boltzmann, on trouve :

$${N_m}/{N_n} = exp\left({(E_n - E_m)}/{KT}\right) = exp\left({h\nu}/{KT}\right)$$

En remplaçant dans l'expression de U_ν :

$$U_\nu = \frac{{A_{nm}}/{B_{nm}}}{\frac{B_{mn}}{B_{nm}}\left\{exp\left({h\nu}/{KT}\right)\right\} - 1}$$

Cette expression nous permet de trouver la densité des photons à l'équilibre thermique à T, et par comparaison de cette dernière avec celle de Planck qui exprime la densité de rayonnement :

$$U(\nu) = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3}\left[\left\{exp\left({h\nu}/{KT}\right)\right\} - 1\right]^{-1}$$

on trouve :

- $B_{nm} = B_{mn}$, qui signifie que le coefficient de transition entre n et m (le cas de l'émission) ou entre m et n (le cas de l'absorption) est le même dans les deux cas.
- $\frac{A_{nm}}{B_{nm}} = \frac{8\pi h\nu^3}{C^3}$, qui signifie que le coefficient de l'émission (spontanée ou stimulée) est proportionnel à ν^3 et donc la possibilité d'avoir un rayonnement excité augmente lorsque l'écart énergétique augmente.

3. LES DIFFERENTS TYPES DE LASER :

Les lasers sont divisés en plusieurs types selon l'une des propriétés suivantes :

- L'état physique de milieu actif (solide, liquide ou gaz)
- Le spectre de rayonnement, cela signifie les longueurs d'ondes émises
- Méthode de pompage pour exciter le milieu actif (pompage par la lumière, pompage électrique, pompage chimique)
- La nature de spectre produit (continu ou impulsé)
- Le nombre des états d'énergie impliqués dans les mécanismes de rayonnement Laser

3.1 Laser à l'état solide :

Dans ce type de Laser, le milieu actif est un solide (par exemple un cristal en diamant rouge) constitué de cristaux de verre dopés avec des ions métalliques ou des ions des métaux rares, qui se caractérisent par leur absorption d'un spectrale de lumière assez large. Les lasers à l'état solide sont aussi des lasers à semi-conducteurs (ou à diodes) pompés électriquement.

3.2 Laser à gaz :

Les lasers à gaz, comme leur nom l'indique, utilisent des gaz comme milieu actif. Excité par un champ électrique, le courant électrique passe à travers un mélange de gaz, ce qui excite les atomes de gaz et leur fait émettre des photons. Les gaz généralement utilisés sont les gaz nobles (Hélium, Néon, Argon, Krypton), l'azote et le dioxyde de carbone.
Le laser à gaz He-Ne ($85\%\ He, 15\%\ Ne$) a une longueur d'onde égale à $\lambda = 632.8\ nm$ et son spectre est continu et cohérent. L'Hélium est excité par pompage électrique jusqu'à la couche $2s$ assez proche à la

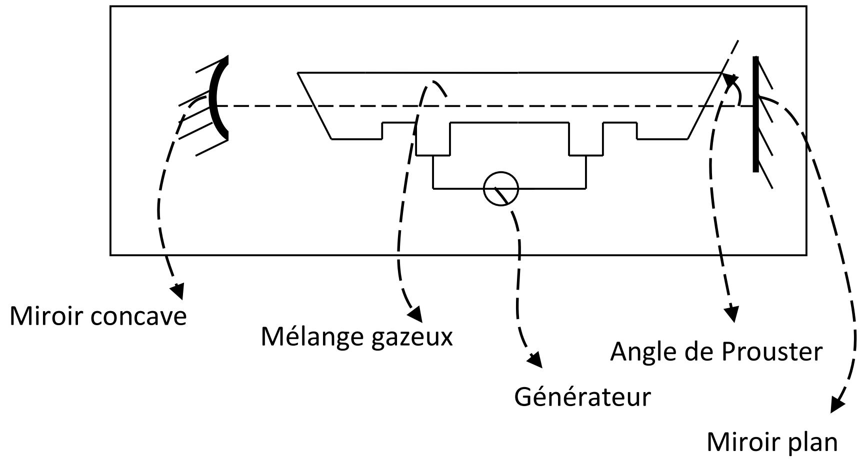


Figure IX-4 : Schéma de principe d'un Laser à gaz He-Ne couche $3s$ de Néon ceci permet l'inversion de population. La transition (radiation) à $632{,}8\ nm$ est de $3s$ à $2p$ pour le Néon et d'autres transitions sont possibles, notamment dans le vert à $543{,}5\ nm$.

3.3 Laser à liquide :

Les lasers à liquide, également connus sous le nom de lasers à colorant organique, sont des lasers qui utilisent un colorant (généralement sous forme liquide) comme milieu actif. La plupart des colorants utilisés sont des molécules organiques mélangées à des solvants tels que l'alcool ou l'eau. La plage des longueurs d'ondes d'émission d'un laser à colorant dépend du type de colorant utilisé et s'étend généralement de l'ultraviolette à l'infrarouge. Cela permet également une émission sélective des longueurs d'onde et de générer des impulsions ultra-courtes. Parmi les colorants utilisés, citons la rhodamine 6G, la fluorescéine, la coumarine, le stilbène, l'ombelliférone, le tétracène, le vert malachite, etc.

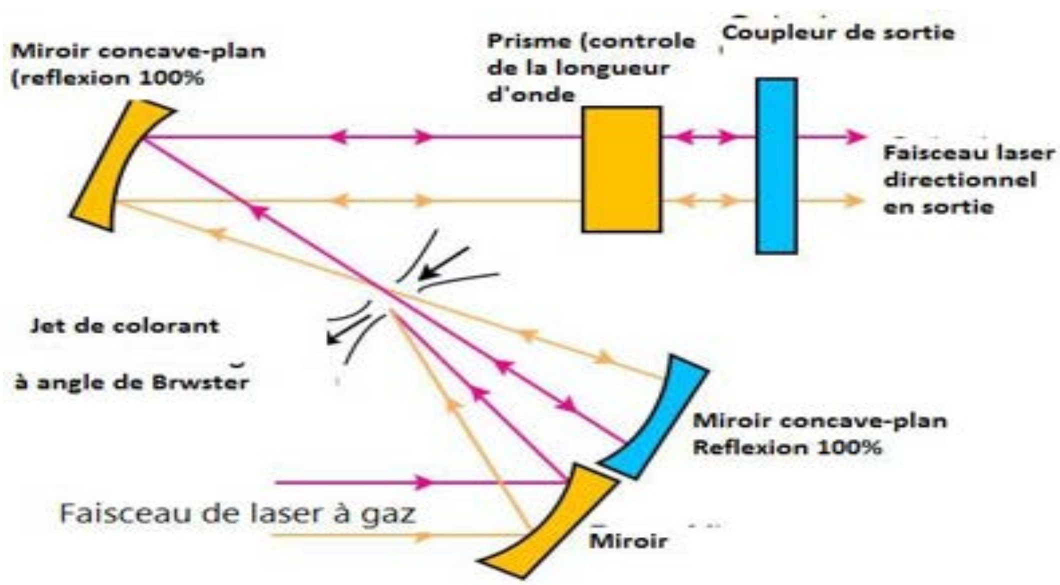


Figure IX-5 : Schéma de principe d'un Laser à colorant

Le fonctionnement des lasers à colorant est basé sur le principe de l'émission stimulée. Une source de lumière externe, généralement un autre laser excite les molécules de la solution de colorant. Ces molécules une fois excitées, atteignent un niveau énergétique supérieur. En revenant à leur état fondamental, elles émettent des photons qui seront ensuite amplifiés ce qui permet de produire une lumière laser cohérente et directionnelle.

Références

J.P MARISOT, P. SEGONDS et S. LE BOITEUX, Optique-Cours et exercices, Ed. Dunod, (2003)

A. MAUREL, Optique géométrique-Cours, Ed. BELIN Sup, (2002)

T. BECHERRAWY, Optique Géométrique - Cours et exercices corrigés, Ed. De Boeck, (2006)

R. TAILLET, Optique physique-cours, Ed. De Boeck supérieur, (2015)

J. ROUSSEL, Optique ondulatoire-cours de physique,(2023)

D. SEBBAR, Optique géométrique et ondulatoire-Polycopie de cours, U. Yahia Fares Medea,(2018)

S H. SCHWARTZ, Geometrical and visual optics, Ed. Mc Graw Hill, (2013)

Annexe

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne
Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'Enseignement
Supérieur
et de la Recherche Scientifique

جامعة غرداية
Université de Ghardaïa

OFFRE DE FORMATION
L.M.D.

LICENCE ACADEMIQUE

2022 - 2023

Etablissement	Faculté / Institut	Département
Université de Ghardaïa	Faculté des Sciences et de la technologie	Automatique et électromécanique

Domaine	Filière	Spécialité
Sciences de la Matière	Physique	Physique des matériaux

Responsable de l'équipe du domaine de formation :
Dr. Chenini Keltoum

Les oscillations amorties forcées. Equation des mouvements. Régime transitoire, régime permanent. Bande passante. Facteur de qualité

Analogie entre systèmes oscillants mécaniques et électriques

Chapitre 3 : Systèmes linéaires à plusieurs degrés de liberté

Systèmes à 2 degrés de liberté (Cas libres - pulsations propres), amortis et amortis forcés.

Systèmes à N degrés de liberté (comportement général)

PARTIE II : LES ONDES MECANIQUES

Chapitre 4 : Généralités sur les ondes mécaniques

Classification des ondes

Intégrale générale de l'équation générale d'ondes progressives.

Vitesse de phase, vitesse de groupe

Notion de front d'onde. Exemple des ondes planes, ondes sphériques

Réflexion et transmission des ondes

Relation entre les différentes grandeurs représentant l'onde

Chapitre 5 : Ondes transversales sur une corde

Equationdepropagation.Impédance caractéristique.Energied'uneondeprogressive.

Réflexion et transmission des ondes. Ondes stationnaires

Chapitre 6 : Ondes longitudinales dans les fluides

Ondes planes dans un tuyau cylindrique. Equation d'ondes dans un gaz. Equation d'ondes dans un liquide. Impédance acoustique. Impédance caractéristique. Energie transportée par une onde. Coefficients de réflexion et de transmission d'ondes (conditions aux limites)

Effet Doppler

Chapitre 7 : Ondes élastiques dans les solides

Mode d'évaluation: Continu : 33% Examen : 67%

Références(Livres et polycopiés, sites internet, etc):

T. BECHERRAWY, Vibrations et Ondes, Tomes 1-4, Ed. Hermes-Lavoisier, (2010).

H. DJELOUAH, Vibrations et Ondes Mécaniques, OPU, (2011).

J. BRUNEAUX, Vibrations et Ondes, Ed. Marketing, (2010).

Semestre : 3

UE : Fondamentale

Matière : Optique Géométrique & Physique

Objectifs de l'enseignement

L'étudiant acquière les connaissances théoriques et les lois fondamentales de l'optique géométrique et physique ainsi que les techniques et les instruments utilisés accompagnés de plusieurs applications.

Connaissances préalables recommandées
Il est recommandé de maîtriser les matières « Physique 1 & 2 » enseignées en 1ère année Sciences de la Matière.

Contenu de la matière :

Chapitre 1 : Optique géométrique
Principes et lois de l'optique géométrique
Notions de réfringence
Lois de Snell-Descartes, principe de Fermat et construction de Huygens
Miroirs sphériques et miroirs plans: formule de position et construction d'images
Dioptre plan et dioptre sphérique: formule de conjugaison, grandissement, notions de stigmatisme et construction d'images
Prisme : formules, déviation et dispersion
Lentilles minces : formules de position et construction d'images
Instruments optiques : œil, loupe, microscope, …

Chapitre 2 : Optique ondulatoire
Généralités
Principe de superposition de deux ondes monochromatiques de même fréquence 2.3- Conditions d'interférence : Notion de cohérence
Interférences de deux ondes cohérentes
Interférences à ondes multiples : Interféromètres de Michelson et de Pérot-Fabry 2.6- Interférences en lumière polychromatique

Chapitre3 : Diffraction et ses Applications
Diffraction de Fresnel et diffraction de Fraunhoffer
Diffraction par une ouverture rectangulaire et diffraction par une ouverture circulaire

Chapitre 4 : Polarisation
Transversalité des ondes
Structure d'une onde polarisée rectilignement
Réflexion et réfraction par les corps isotropes transparents

Chapitre 5 : Lasers et ses applications

Mode d'évaluation: Continu : 33% Examen : 67%

Références (Livres et polycopiés, sites internet, etc):

D. FIEL & P. COLIN, Optique - Cours et exercices corrigés, Ed. Ellipses, (1999)
J-P. PEREZ, Optique - Fondements et Applications avec 250 exercices et problèmes résolus, Ed. Dunod, (2004)
P. WELL, Optique Physique - Cours : Propagation de la lumière, Ed. Ellipses, (2005)
T. BECHERRAWY, Optique Géométrique - Cours et exercices corrigés, Ed. Debœck, (2006)
E. AMZALLAG, la Physique en Fac - Optique - Cours et exercices corrigés, Ed. Dunod, (2006)
R. TAILLET, Optique Physique - Interférences, Diffraction, Holographie - Cours et exercicescorrigés, Ed. Debœck, (2006).
H.GAGNAIRE,Optiquegéométrique et physique, Ed. Casteilla, (2011).