

## 2 - OPTIQUE

**A noter** : Les pages qui suivent doivent être considérées comme des notes de cours adaptées au contexte particulier des enseignements de son auteur. Elles ne remplacent pas les ouvrages et articles référencés de la littérature. Livre recommandé : ["Optique : Fondements et applications" Avec 250 exercices et problèmes résolus, José-Philippe Pérez, Dunod, 2004 - 7ème édition - 736 pages - 175x240 mm, EAN13 : 9782100484973]

### 2.1 Introduction

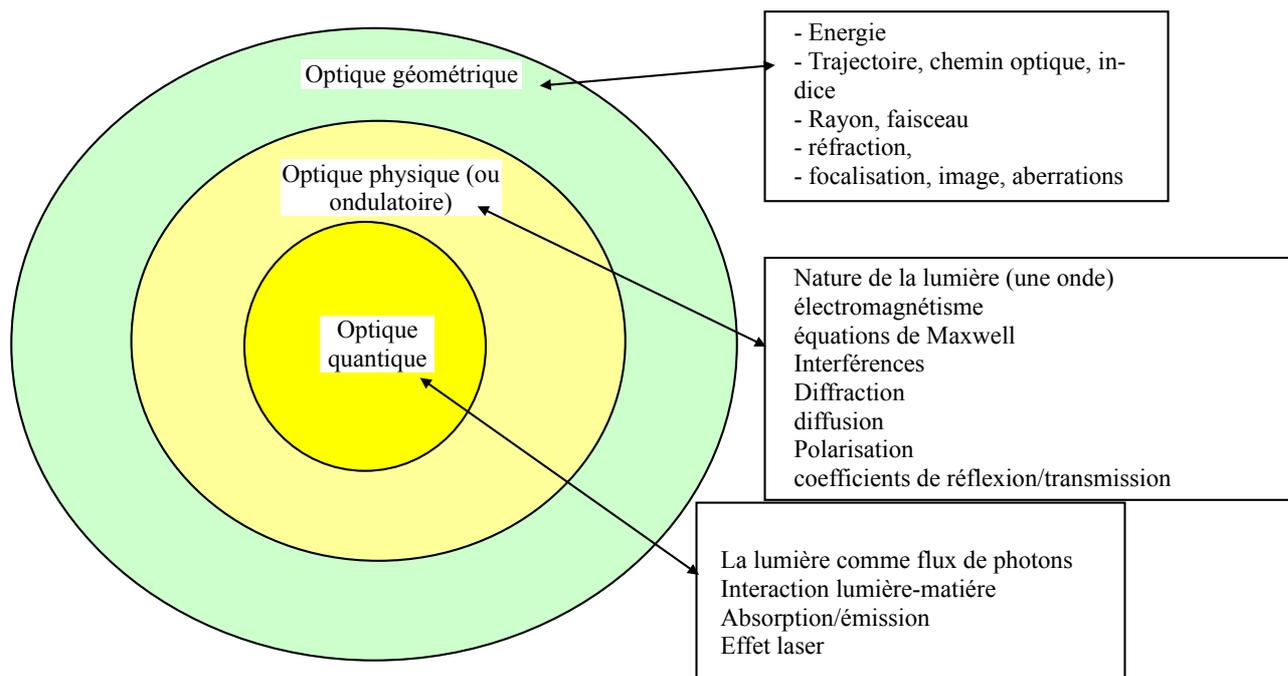
Le mot « **optique** » est utilisé en général dans le langage courant, pour évoquer un phénomène ou une situation qui fait intervenir la lumière. La lumière est une forme d'énergie qui nous est familière, bien que sa nature puisse nous paraître mystérieuse. Un grand pas a été fait dans la représentation que nous en avons depuis que **Maxwell** a réussi en 1873 à faire la synthèse de plusieurs observations et découvertes de plusieurs scientifiques du 19<sup>ème</sup> siècle, sous la forme de quelques équations qui montrent clairement le lien entre la lumière et les phénomènes électriques. La lumière visible est donc un cas particulier d'onde électromagnétique dont l'origine est à chercher dans l'agitation des électrons au sein de la matière.

Un pas de plus a été franchi au début du 20<sup>ème</sup> siècle avec la notion de **photon** (A. Einstein, M. Planck) et la mise en évidence des aspects quantiques des échanges d'énergie entre matière et rayonnement. Quelques années plus tard (1917) A. Einstein fait l'hypothèse d'une forme particulière d'émission de lumière, l'émission stimulée, qui allait, bien plus tard (A. Maiman, 1960) rendre possible la réalisation du premier **laser**. A partir de cette invention, l'optique a pris une importance considérable dans la science et la technologie. Le terme **photonique** a été introduit pour décrire les nombreux phénomènes qui ont été mis en évidence grâce à la lumière particulière produite par les lasers, ainsi que les appareils et procédés qui ont vu le jour. La technologie laser a permis de réaliser des progrès dans tous les domaines : instrumentation, communication, fabrication, santé.

Avant d'essayer de décrire la lumière, les faisceaux laser, les dispositifs et procédés associés, il convient de préciser les différents niveaux de description. Il n'est point nécessaire d'étudier la physique, pour se convaincre que la lumière est de l'énergie qui peut se transformer en chaleur ou en électricité ; ces notions font partie de notre quotidien depuis la fin du 20<sup>ème</sup> siècle. Un premier niveau de description (et non pas d'explication) peut être fait dans le cadre de l'**optique géométrique** : on ne considère que les trajectoires des rayons lumineux de la source aux récepteurs. En suivant les rayons et faisceaux qu'ils constituent à travers les milieux et composants, il est possible de décrire les zones éclairées, la concentration éventuelle dans une région limitée (focalisation) ou la formation d'images.

Pour aller un peu plus dans la description, et un peu dans la compréhension, il convient de faire de l'**optique physique** ou **ondulatoire**. La lumière est une onde. La grandeur oscillatoire est le champ électrique, auquel est associé un champ magnétique. Cette onde transporte de l'énergie à une vitesse de  $3 \cdot 10^8$  m/s, un peu moins dans un milieu comme l'air ou le verre. Ce niveau de description nous permet de préciser la nature du phénomène et d'introduire les notions de polarisation, diffraction, diffusion, interférences. Il devient alors possible de calculer les coefficients de réflexion et de transmission à travers une interface entre 2 milieux.

Un niveau de plus doit être considéré pour accéder aux phénomènes liés à l'interaction entre la lumière et la matière. L'**optique quantique** permet de décrire (et pas vraiment expliquer au sens commun) les échanges d'énergie entre matière et rayonnement (émission, absorption). L'effet laser est un effet quantique. Ce niveau de description concerne les physiciens qui étudient et optimisent l'efficacité énergétique de la source, un peu moins les ingénieurs et techniciens qui utilisent l'énergie lumineuse ; les effets quantiques ne se manifestant que dans les situations qui mettent en jeu une faible quantité d'énergie (l'interaction au niveau du photon et des molécules, atomes et électrons).



**Fig. 2-1 : Les trois niveaux de description des phénomènes optiques : géométrique, ondulatoire, quantique.**

Grâce à l'invention du laser (Maiman, 1960), à l'introduction de fibres optiques à faibles pertes et au développement de nombreux composants, la lumière occupe aujourd'hui une place prépondérante dans la science et la technologie. Avant le laser, l'optique était associée essentiellement aux appareils de visée, de projection et d'aide à la vision; seule la partie visible du rayonnement ém (électromagnétique) était vraiment utile. Avec l'avènement des lasers, la partie utile du spectre optique s'étend du moyen IR (infra-rouge), aux UV (ultraviolet), c'est-à-dire sur toute la partie du spectre s'étalant entre les longueurs d'onde de 10  $\mu\text{m}$  et 0,1  $\mu\text{m}$ . L'Optique traditionnelle a ainsi connu un nouvel essor et de nombreuses applications originales ont vu le jour. Le terme de Photonique a progressivement été introduit pour couvrir l'ensemble des développements liés à l'utilisation des faisceaux lasers et de la lumière en général.

Les notions de base de la Photonique sont avant tout des notions d'optique. Pratiquement tout ce qui avait été écrit avant l'invention du laser reste valable aujourd'hui. Le photonicien, ou l'utilisateur d'un composant ou système photonique tirera le meilleur profit de son appareil s'il possède les notions de base en optique. Nous rappelons ci-après quelques notions qui nous paraissent essentielles. Ceux qui souhaitent approfondir ces notions de base se reporteront aux excellents ouvrages consacrés à l'Optique, par exemple les ouvrages de Born et Wolf, Hecht et Zajac, Perez ou Devignes cités dans la bibliographie.

Il n'est pas possible de façon simple et universelle de décrire la lumière et les phénomènes liés à l'interaction entre la lumière et la matière. Suivant le phénomène étudié, plusieurs approches sont possibles.

L'**optique dite géométrique** fait abstraction de l'étendue transverse du rayonnement pour ne considérer que la direction de propagation ; on utilise alors le concept de **rayon lumineux** : c'est le chemin suivi par la lumière pour aller d'un point à un autre. En milieu homogène, le rayon est une ligne droite. Le rayon est un outil mathématique, mais n'a pas de réalité physique. L'optique géométrique est très utile pour calculer les performances des systèmes simples dont les dimensions sont très supérieures à la longueur d'onde. Malgré ses limites, l'optique géométrique permet l'optimisation de systèmes optiques complexes; pour cela, on associe à chaque élément du système une matrice de transformation des rayons optiques. Le calcul des systèmes décomposés en éléments représentés par des matrices est appelé **optique matricielle** ; cette procédure est particulièrement bien adaptée au calcul par ordinateur.

L'approche électromagnétique de la lumière est faite dans le cadre de l'**optique physique**. La description complète du champ électrique associé à l'onde permet le calcul des intensités transmises et réfléchies à

l'interface entre deux milieux de densités différentes, en fonction de l'angle d'incidence. L'aspect énergétique du rayonnement peut aussi être décrit.

L'optique physique permet de prendre en considération l'étendue transverse et la divergence du rayonnement ; la notion de rayon est alors remplacée par celle de **faisceau** lumineux.

L'optique physique permet de décrire les perturbations causées par le passage d'un faisceau lumineux à travers des ouvertures de dimensions comparables à la longueur d'onde, ou lorsque l'onde lumineuse est partiellement interceptée par un obstacle opaque. Ces phénomènes dits de **diffraction** imposent des limites aux dimensions des taches de focalisation et à la divergence des faisceaux.

L'optique physique tient compte également de la **polarisation** ou orientation du champ électrique associé à l'onde. L'état de polarisation d'une onde est modifiée dans de nombreux cas d'interaction entre l'onde et un milieu. Ces modifications offrent des possibilités de contrôle et de modulation de la lumière.

La superposition des champs électriques associés à deux ondes distinctes mais de fréquence identique ou voisine donne naissance à un phénomène très utile : l'**interférence**. L'interférométrie est fréquemment utilisée pour la mesure ; le phénomène d'interférence se rencontre également dans les recouvrements de surfaces optiques, destinés à augmenter ou diminuer le pouvoir réfléchissant de celles-ci.

Un autre terme est parfois utilisé, celui d'**optique de Fourier** qui décrit la distribution de l'énergie d'un rayonnement dans l'espace et la capacité d'un faisceau lumineux de véhiculer de l'information sous la forme d'images. Cet aspect de l'optique est intimement lié aux notions de diffraction.

Enfin il importe de bien faire apparaître dans ce cours d'Introduction à la Photonique la notion de **cohérence** de rayonnement, notion qui permet de classer les sources de rayonnement lumineux et de faire apparaître l'extraordinaire qualité du rayonnement émis par un laser.

Les aspects plus fondamentaux de l'interaction lumière-matière, en particulier les phénomènes d'absorption et d'émission de lumière, ne peuvent pas être décrits dans le cadre de l'optique physique. Il faut faire appel à l'optique quantique, ou de façon plus générale à l'**électrodynamique quantique**, théorie plus complète que les théories ondulatoires ou corpusculaires.

Enfin est apparu plus récemment un nouveau domaine, appelé **optique statistique**. Il s'agit de l'analyse statistique des photons et de leur comportement dans un champ d'ondes lumineuses fluctuantes. L'optique statistique traite d'aspects fondamentaux liés à la nature de la lumière.

## 2.2 La lumière : un cas particulier de rayonnement électromagnétique

### 2.2.1 Du photon à l'onde.

Il n'est pas possible de donner de la lumière une description qui soit satisfaisante dans toutes les situations. Deux descriptions coexistent:

l'approche électromagnétique; la lumière est alors considérée comme une onde;

l'approche photonique dans laquelle la lumière est assimilée à un flux de particules élémentaires, les photons. Suivant le phénomène considéré, la lumière se manifeste soit sous son aspect corpusculaire, soit sous son aspect ondulatoire.

Une approche plus complète a été développée par les Physiciens américains, R. Feynmann et J. Schwinger. L'étude de ce modèle connu sous le nom d'Électrodynamique Quantique, n'est pas utile pour comprendre les applications courantes de la Photonique.

**A noter** : Je développe les notions liées à l'onde électromagnétique dans le chapitre 8 de mon cours "Vibrations - Ondes".

### 2.2.2 Quelques repères historiques

1621 : les lois de la **réfraction** découvertes par le Hollandais Snell et reformulées par Descartes.

1665 : observation de la diffraction par Grimaldi.

1666 : décomposition spectrale de la lumière par Newton qui proposa également une théorie corpusculaire de la lumière.

vers 1660 : théorie ondulatoire de la lumière et notions de polarisation introduites par Huyghens.

1676 : première mesure de la **vitesse** de la lumière par Römer.

1801 : introduction des notions d'**interférence** par Young.

1801 : découverte du rayonnement ultraviolet par Ritter et du rayonnement infrarouge par Herschel.

1864 : découverte de la nature **électromagnétique** de la lumière par Maxwell, confirmée expérimentalement par Hertz en 1888.

1905 : introduction de la notion de **photon** par Einstein sur la base de la quantification de l'énergie découverte par Planck.

1960 : le laser à Rubis par Maiman.

## 2.2.3 Propagation du rayonnement ém. Réflexion. Réfraction. Guidage.

### 2.2.3.1 Principe de Fermat

En optique la notion de **chemin optique** est essentielle. Pour un rayon lumineux ayant parcouru une trajectoire de longueur  $dL$ , le chemin optique est défini comme le produit  $n dL$ , où  $n$  est l'**indice de réfraction** égal à  $c/v$ ,  $c$  étant la vitesse de la lumière dans le vide et  $v$  la vitesse de la lumière dans le milieu considéré. Sur une trajectoire quelconque, le chemin optique C.O. d'un point A à un point B est obtenu comme la somme des chemins élémentaires, ce qui conduit à l'intégrale

$$(2.1) \quad C.O. = \int_{AB} n \cdot ds .$$

Le principe de Fermat stipule que, pour aller d'un point A à un point B dans un milieu continu, la lumière suit le plus court. Si le milieu est discontinu entre les deux points (présence d'une interface entre deux milieux d'indices différents) le principe s'applique également.

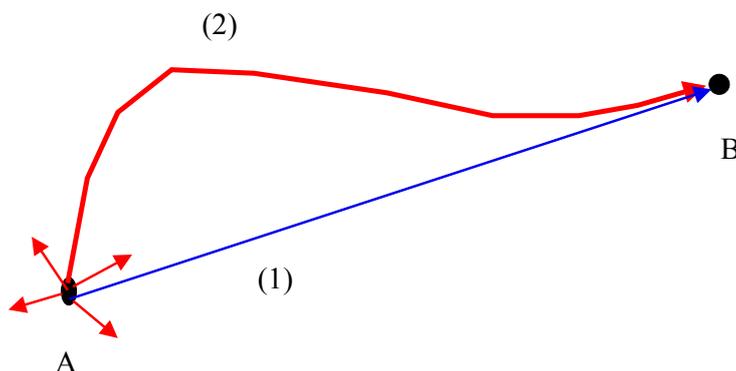
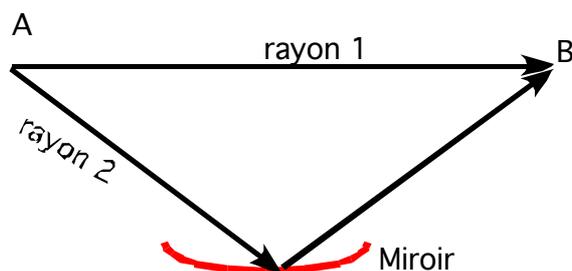


Fig. 2-2 : Chemin optique.

La trajectoire suivie par un rayon lumineux pour aller d'un point source A à un point B est une ligne droite si le milieu est homogène et isotrope (1). Si l'indice varie le long du chemin, le rayon suit une trajectoire définie par le principe de Fermat (2).

Les cas particuliers apparaissent en présence de surfaces réfléchissantes. Le concept de stationnarité du chemin s'applique alors. Suivant le cas, le chemin est maximum ou minimum par rapport aux trajectoires voisines.



**Fig. 2-3 : Trajectoire d'un rayon en présence d'une surface réfléchissante.**

On suppose ici un milieu homogène. En raison de la présence du miroir, le rayon 2 est une trajectoire possible pour la lumière pour aller de A à B.

Les conséquences du principe de Fermat sont les suivantes :

- En milieu homogène la trajectoire est rectiligne;
- Le trajet suivi par la lumière ne dépend pas du sens de parcours (Principe du retour inverse).
- Les rayons arrivant sur un détecteur (l'œil par exemple) semblent parfois venir d'une autre direction

(Phénomène de mirage au-dessus d'une surface chaude ou courbure des rayons du soleil au passage à travers l'atmosphère.)

**2.2.3.2 Propagation dans un milieu homogène.**

Les ondes électromagnétiques se propagent dans le vide à la vitesse de  $3 \cdot 10^8$  m/s (valeur exacte :  $c = 299\,792\,458$  m.s<sup>-1</sup>). Dans un matériau, la vitesse de propagation  $v$  est inférieure du facteur  $n$  ou indice de réfraction défini précédemment. La fréquence de l'onde dans un matériau  $n$ 'est pas modifiée, mais sa longueur devient  $\lambda = \lambda_0 = \frac{\lambda_0}{n}$ .

L'indice de réfraction des matériaux est une fonction de la longueur d'onde, de la température, de la pression et de la composition du milieu de propagation.

La variation de  $n$  en fonction de la longueur d'onde dépend du milieu traversé. Une loi générale a été établie par Cauchy :

$$(2.2) \quad n^2 = A_0 + A_1 \lambda^2 + A_2 \frac{1}{\lambda^2} + A_3 \frac{1}{\lambda^4} + \dots$$

dans laquelle les coefficients  $A_i$  dépendent du milieu.

Dans l'air sec aux conditions prises comme référence (15° C, 760 mm de Hg, 0,03 % de CO<sub>2</sub>) et pour une longueur d'onde de 0,6329 μm on a  $n_0 = 1,0002765$ . Pour une pression partielle  $P_{eau}$  de vapeur d'eau, dans une atmosphère de pression totale  $P$ , à la température  $T$  (en °C), il faut effectuer la correction suivante :

$$(2.3) \quad n = 1 + \left[ (n_0 - 1) \cdot \frac{P}{720,775} \right] \times \left[ 1 + P \frac{0,817 - 0,0133 T}{1 + 0,003662T} \cdot 10^{-6} \right] - 5,6079 \cdot 10^{-8} P_{eau}$$

**2.2.3.3 Propagation à travers un dioptre. Réflexion. Réfraction.**

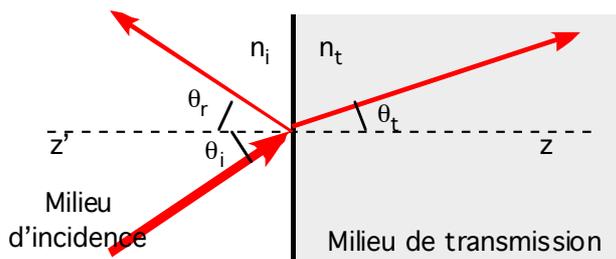
Afin de décrire le passage d'une onde électromagnétique à travers la surface séparant deux milieux d'indice différents, il est commode d'utiliser le concept d'onde plane. L'onde est alors symbolisée par un **rayon**, qui est aussi la direction de propagation de l'onde. On appelle **réfraction** le changement de direction observé dans le cas où l'onde n'arrive pas perpendiculairement à l'interface. Les principaux paramètres utilisés dans l'énoncé des lois de réflexion et de réfraction d'une onde ém sur un dioptre connues sous le nom de **lois de Snell-Descartes** (loi de Snell dans les pays anglo-saxons et loi de Descartes en France) sont : angle d'incidence  $\theta_i$ , angle de réflexion  $\theta_r$ , angle de réfraction  $\theta_t$ . Ces angles vérifient les relations suivantes :

$$(2.4) \quad (a) \quad \theta_r = \theta_i \quad \text{et} \quad (b) \quad n_t \sin \theta_t = n_i \sin \theta_i .$$

La forme simplifiée suivante, dite loi de Képler peut être utilisée dans le cas des petits angles d'incidence ( $\sin \theta_i \approx \theta_i$ ):

$$(c) \quad n_t \theta_t = n_i \theta_i \quad \text{ou} \quad n_t \theta_t = \theta_i \quad \text{si le milieu incident est de l'air} (n_i \approx 1) .$$

Cette approximation des petits angles est en pratique acceptable pour des angles d'inclinaison allant jusqu'à 20 degrés.



**Fig. 2-4 :** Passage d'une onde é plane à travers un dioptre. z'z est la normale au dioptre. Ici l'indice du milieu de transmission est supérieur à l'indice du milieu d'incidence.

L'onde arrivant sur l'interface entre deux milieux d'indice différents est partiellement réfléchi et partiellement transmise. Dans le cas d'un dioptre sans défaut, l'interface est caractérisée par un coefficient de réflexion R et un coefficient de transmission T tels que  $R + T = 1$ . R et T sont définis par les relations suivantes :

$$R = \frac{I_r}{I_i} \text{ et } T = \frac{I_t}{I_i}; I_i \text{ est l'intensité de l'onde incidente, } I_r \text{ celle de l'onde réfléchi et } I_t \text{ celle de l'onde transmise.}$$

R et T dépendent des paramètres suivants : les indices  $n_i$  et  $n_t$  des milieux, l'angle d'incidence, la direction du champ électrique de l'onde incidente (c'est-à-dire sa polarisation). Afin d'obtenir des coefficients correspondant à toutes les situations possibles, on considère les deux composantes du champ incident, l'une dans le plan d'incidence (onde P - comme Parallèle), l'autre perpendiculaire au plan d'incidence (onde S - comme 'Senkrecht' pour Perpendiculaire en Allemand) et on applique les équations de Maxwell en y ajoutant les hypothèses de continuité du champ électrique de chaque côté de l'interface, de linéarité, d'isotropie et d'homogénéité des milieux.

L'application des relations de Maxwell et de continuité du champ électrique de chaque côté de l'interface permet de déduire les coefficients de réflexion et de transmission en amplitude, appelées **relations de Fresnel**. Ces relations sont obtenues en supposant que le milieu est linéaire, isotrope et homogène. Pour une onde S (ou onde TE) :

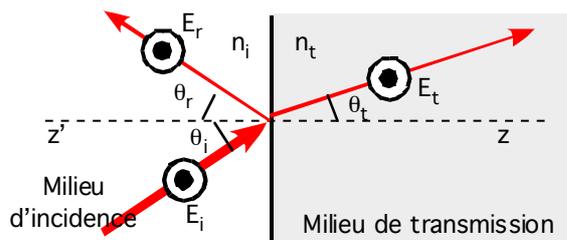
$$(2.5) \quad (a) r_{\text{per}} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t};$$

$$(b) t_{\text{per}} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_t \cos \theta_t}.$$

(Voir <http://www.techno-science.net/?onglet=glossaire&definition=1331>)

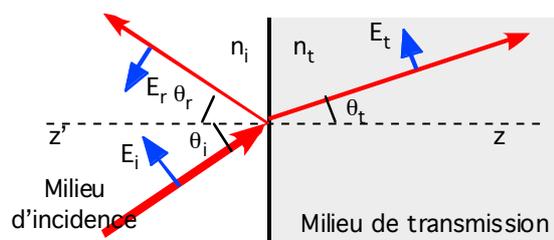
Pour une onde P (ou TM) :

$$(2.6) \quad (a) r_{\text{par}} = \frac{E_{0r}}{E_{0i}} = \frac{n_t \cos \theta_i - n_i \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i}; \quad (b) t_{\text{par}} = \frac{E_{0t}}{E_{0i}} = \frac{2 n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_t + n_t \cos \theta_i}.$$



**Fig. 2-5 :** Réflexion par un dioptre.

a Onde S : le champ électrique de l'onde incidente est perpendiculaire au plan d'incidence



b Onde P : le champ électrique de l'onde incidente est parallèle au plan d'incidence.

formé par un rayon incident et la normale à l'interface.

Les coefficients de réflexion et de transmission en intensité sont obtenus à partir des relations suivantes [Born.75, Hecht.87] :

$$(2.7) \quad (a) \quad R_{per} = (r_{per})^2 \quad ; \quad (b) \quad T=T_{per} = \left( \frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} \right) (t_{per})^2 .$$

$$(c) \quad R_{par} = (r_{par})^2 \quad ; \quad (2.11.b) \quad T=T_{par} = \left( \frac{n_t \cos \theta_t}{n_i \cos \theta_i} \right) (t_{par})^2 .$$

A incidence normale les relations suivantes sont vérifiées :

$$(2.8) \quad (a) \quad R=R_{par}=R_{per} = \left( \frac{n_t - n_i}{n_t + n_i} \right)^2 \quad ; \quad (r_{per})^2 \quad (b) \quad T=T_{par}=T_{per} = \frac{4 n_t n_i}{(n_t + n_i)^2} .$$

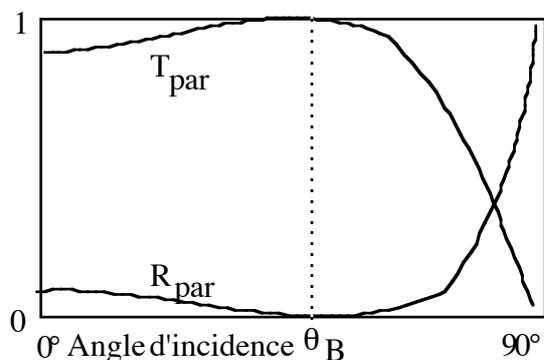
La formule (a) ci-dessus donne pour un dioptre air-verre (n = 1,5) à incidence normale, un coefficient de réflexion en intensité de 0,04, une lame de verre placée dans un faisceau de lumière visible, perpendiculairement à la direction de propagation, introduit donc environ 8% de pertes. Ces pertes peuvent être supprimées par des recouvrements spéciaux que nous décrivons plus loin.

La représentation graphique des lois de Fresnel fait apparaître des valeurs particulières pour l'angle d'incidence.

Angle de Brewster (ou de polarisation).

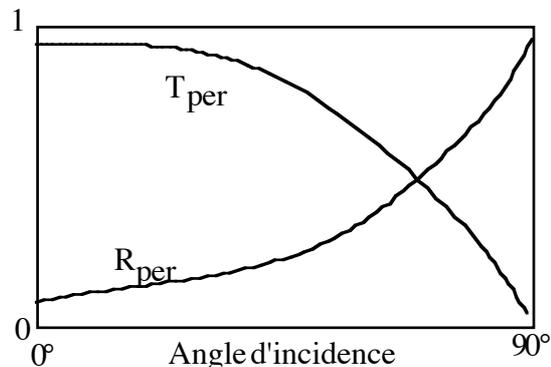
L'angle de Brewster  $\theta_B$  est l'angle d'incidence pour lequel le coefficient de réflexion s'annule pour l'onde P. Cette condition est obtenue pour  $\theta_i + \theta_t = 90^\circ$ .  $\theta_B$  est obtenu par la relation :

$$(2.9) \quad \theta_B = \arctan \frac{n_t}{n_i} .$$



**Fig. 2-6 : Coefficients de réflexion en fonction de l'angle d'incidence**

a Coefficients de transmission et de réflexion d'une onde P par un dioptre en fonction de l'angle d'incidence pour le cas où  $n_i < n_t$ .



b Coefficients de transmission et de réflexion d'une onde S par un dioptre en fonction de l'angle d'incidence. Angle de Brewster.

*Remarque :* Un moyen mnémotechnique de se souvenir de la composante de polarisation qui n'est pas réfléchié à l'angle de Brewster est de s'imaginer le vecteur champ électrique comme une flèche qu'on lancerait en direction de la surface du dioptre suivant l'angle d'incidence de Brewster. Si la flèche est orientée comme le champ électrique dans le plan d'incidence (onde P), et en supposant que la flèche est orientée vers le bas, celle-ci ira se planter dans le deuxième milieu et ne rebondira pas (il n'y a pas de réflexion) ; dans l'autre cas la flèche rebondirait - il y a réflexion.

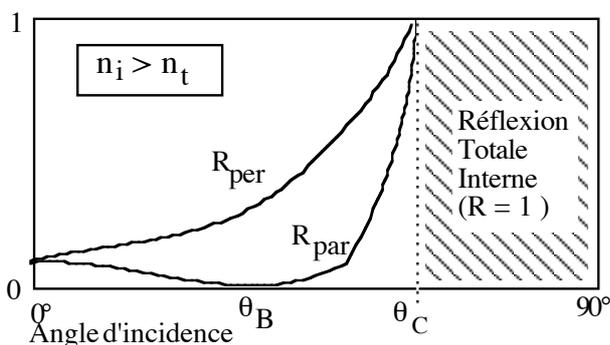
Angle de réflexion totale interne.

Lorsque le rayonnement passe d'un milieu d'indice  $n_i$  à un milieu d'indice  $n_t$  tels que :  $n_i > n_t$ , il existe un angle d'incidence critique  $\theta_c$

$$(2.10) \quad \theta_i = \theta_c = \arcsin \frac{n_t}{n_i}$$

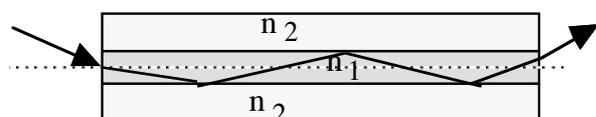
à partir duquel la réflexion est totale ; l'énergie du rayonnement est alors totalement réfléchi vers le premier milieu. Cette propriété d'un dioptre est utilisée pour le guidage de la lumière dans les fibres optiques. La figure ci-après montre la variation du coefficient de réflexion en amplitude d'un dioptre en fonction de l'angle d'incidence.

L'existence d'un angle critique permet la réalisation de structures dans lesquelles une onde est guidée. La ci-après montre un exemple de guide de rayonnement constitué d'un milieu plan d'indice  $n_1$  compris entre deux milieux d'indice  $n_2$  tels que  $n_1 > n_2$ .



**Fig. 2-7 : Réflexion totale interne**

Pour les grands angles d'incidence (au-delà d'un angle critique  $\theta_c$ ) dans le cas où le premier milieu a un indice  $n_i$  supérieur à l'indice  $n_t$  du deuxième milieu, la réflexion est totale.

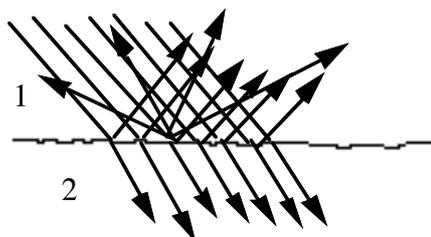


**Fig. 2-8 : Guidage d'un rayonnement.**

Le rayonnement entrant dans le milieu d'indice  $n_1$  avec un angle d'incidence supérieur à l'angle critique se propage à l'intérieur du milieu sans subir de pertes par réflexion.

### 2.2.4 Réflexion et diffusion.

Les formules de Fresnel rappelées plus haut sont obtenues en faisant l'hypothèse d'une surface sans défaut. En pratique, les surfaces des composants optiques présentent des irrégularités qui causent des pertes supplémentaires par diffusions de la lumière passant à travers l'interface. La diffusion se caractérise par une redistribution du rayonnement suivant toutes les directions comme indiqué sur la figure ci-après.



**Fig. 2-9 : Réflexion diffuse sur une surface irrégulière.**

Le rayonnement est redistribué suivant toutes les directions de l'espace par la surface.

### 2.2.5 Caractéristiques spectrales des sources de lumière.

Le rayonnement ém s'étale sur une très large gamme de fréquences (ou longueur d'onde) que l'on subdivise en domaines dont les limites, un peu arbitraires, correspondent à un ensemble de phénomènes. Le rayonnement visible par exemple s'étend approximativement de 390 nm à 770 nm. La figure suivante fait apparaître les différentes régions du spectre.

Le rayonnement émis par une source réelle n'est jamais parfaitement monochromatique (expression 2.5). Le rayonnement est toujours étalé sur une plage plus ou moins importante du spectre; la notion de cohérence, examinée plus loin, est reliée à cet étalement spectral.

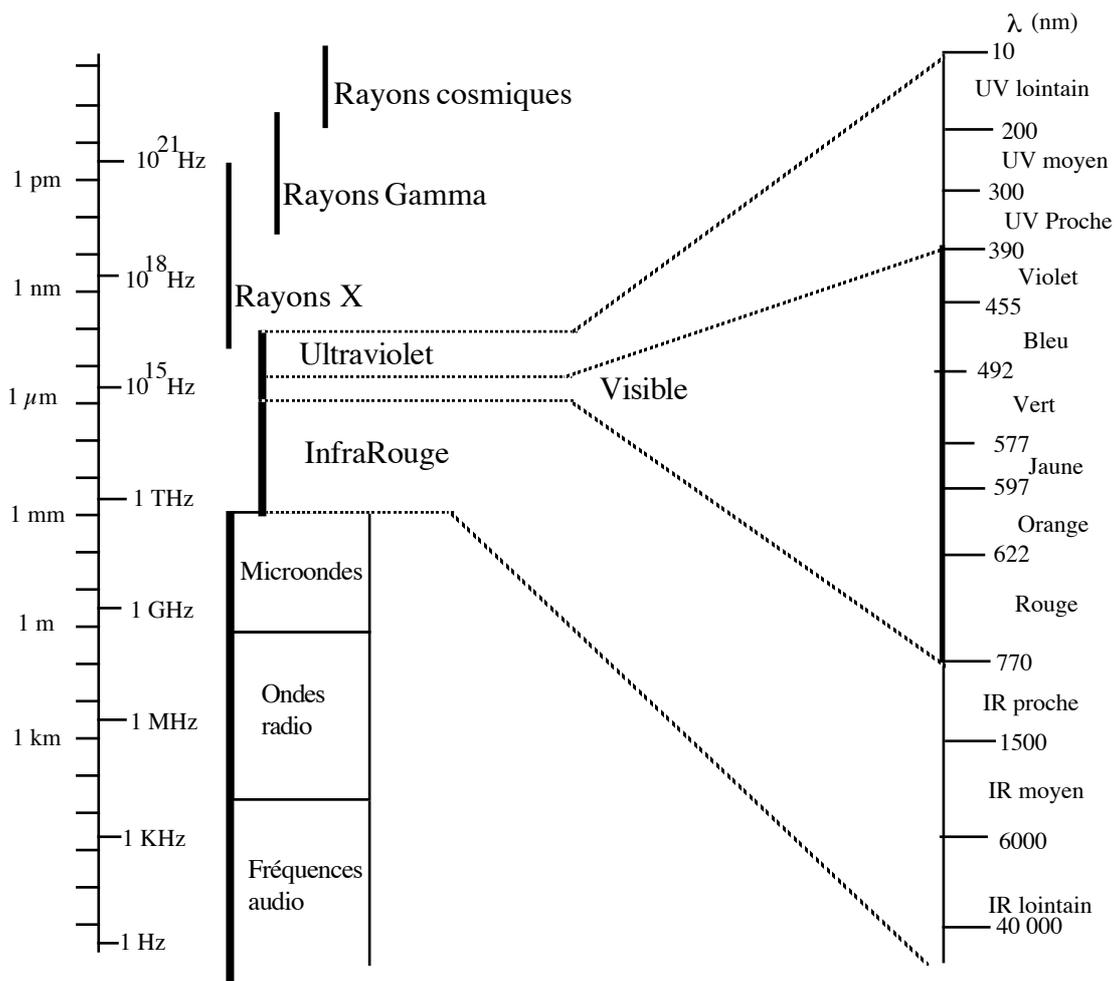


Fig. 2-10 : Le spectre électromagnétique.

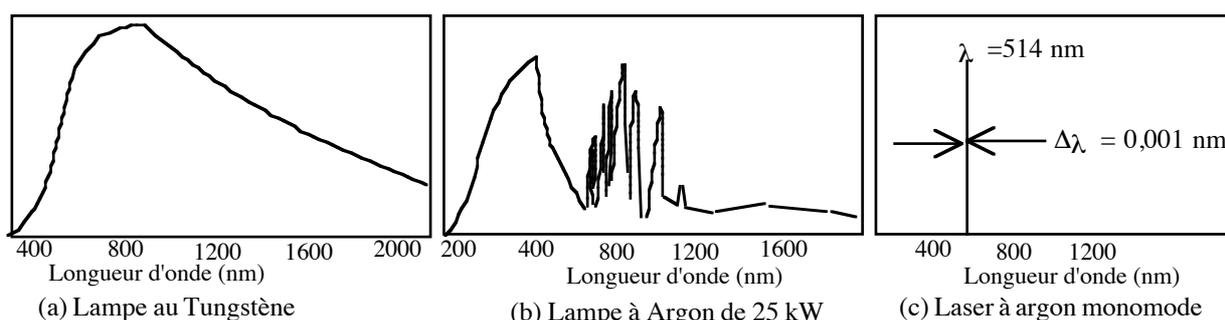


Fig. 2-11 : Spectres de quelques sources de rayonnement ém.

### 2.2.6 Nature photonique de la lumière

Le rayonnement ém se manifeste par ses aspects corpusculaires (les photons) lors de l'échange d'énergie avec un matériau. La quantité élémentaire d'énergie rayonnante est égale à  $h\nu$ , où  $h$  est la constante de Planck ( $h = 6,62 \times 10^{-34}$  J.s). Pour une longueur d'onde de 1 mm, soit une fréquence de  $3 \cdot 10^{11}$  Hz, l'énergie portée par un photon est de  $2 \cdot 10^{-24}$  J, soit une énergie petite par rapport l'énergie moyenne d'agitation des atomes et molécules à la température ambiante. Le caractère corpusculaire du rayonnement n'est alors pas perceptible. A l'inverse, à l'autre extrémité du spectre optique, l'énergie du photon est de l'ordre de  $10^{-15}$  à  $10^{-16}$  J et peut être facilement détecté par un effet photoélectrique, un photon pouvant libérer plusieurs

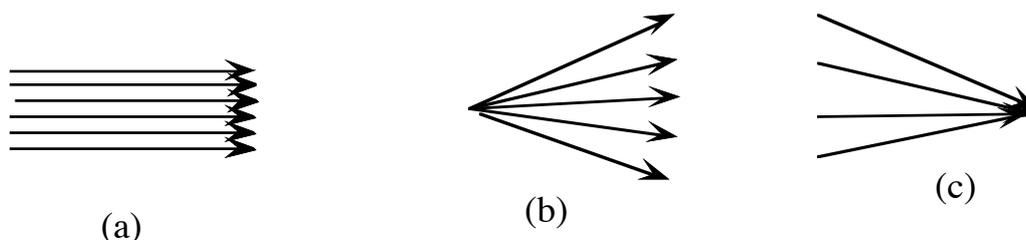
dizaines d'électrons et produire un signal électrique exploitable. Le caractère corpusculaire du rayonnement sera alors prépondérant. La partie visible du spectre se trouve à mi-chemin entre les deux situations.

## 2.3 L'Optique Géométrique : une approche simplifiée.

### 2.3.1 Bases de l'optique géométrique. Limites d'utilisation.

Dans la description des systèmes optiques, on néglige souvent l'extension transverse de l'onde pour ne considérer que la direction de propagation; on utilise alors le concept de **rayon lumineux**. Les rayons lumineux proviennent de sources qui peuvent être primaires (l'objet qui produit la lumière) ou secondaires (objet qui renvoie les rayons lumineux). Les sources considérées en optique géométrique sont soit ponctuelles, soit peu étendues.

Les phénomènes de diffraction sont alors négligés. Cette simplification ne peut être envisagée que si la longueur d'onde du rayonnement est beaucoup plus petite que les dimensions des systèmes optiques traversés. Une description simplifiée, celle de l'optique paraxiale (ou conditions de Gauss), consiste à ne considérer que les rayons peu éloignés et peu inclinés par rapport à l'axe optique. Le faisceau émis par un laser de faible puissance est une bonne approximation d'un 'rayon lumineux'. L'optique géométrique, bien que limitée dans ses possibilités, permet de déterminer la taille et la position des images formées par les systèmes optiques ainsi que les déformations (aberrations) des images dues à ces systèmes. Pour cela des familles de rayons ou faisceaux sont utilisées. Les faisceaux rencontrés peuvent être parallèles, convergents ou divergents (figure ci-dessous).



**Fig. 2-12 : Les différents types de faisceaux rencontrés**

(a) parallèle (ou collimaté) , (b) divergent, (c) convergent.

### 2.3.2 Le dioptré sphérique

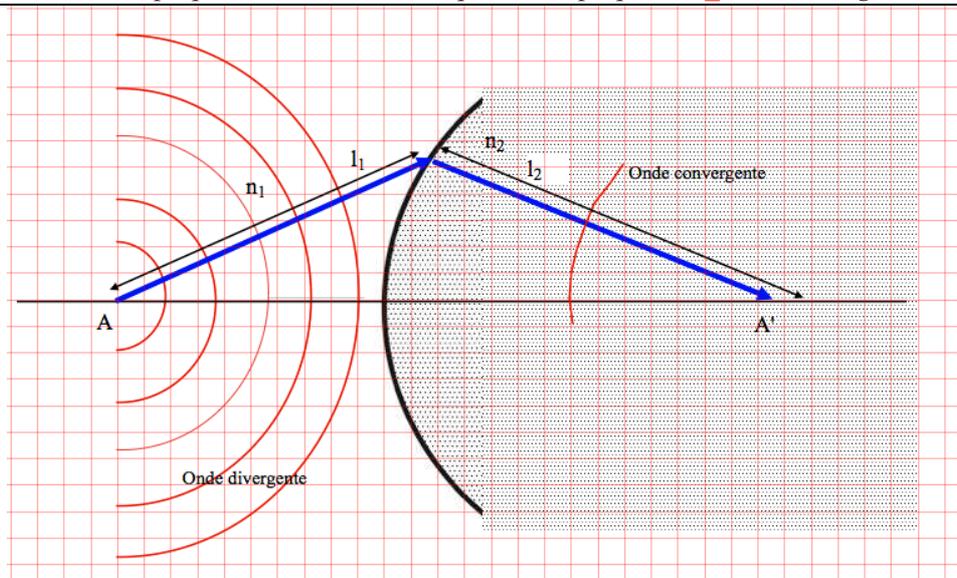
#### 2.3.2.1 Réfraction sur un dioptré courbe. Cas du dioptré sphérique

Considérons une surface courbe limitant deux milieux d'indices différents  $n_1$  et  $n_2$  (fig. ci-après) . La forme d'interface qui donne d'une source lumineuse ponctuelle une image parfaite est différente de la forme sphérique et porte le nom d'ovale cartésienne. Son équation s'écrit :

$$(2.11) \quad l_0 n_1 + l_i n_2 = \text{constante.}$$

Cette équation est aussi un énoncé du principe de Fermat qui stipule que la longueur de chemin optique de la source à l'image, ne dépend pas du chemin choisi.

Si l'onde incidente n'est pas sphérique, la surface du dioptré doit avoir d'autres formes. Malheureusement les surfaces non sphériques (ou asphériques) sont difficiles à usiner et ont un prix de revient très élevé. Cependant, les techniques de fabrication évoluent rapidement et les optiques asphériques se rencontrent de plus en plus fréquemment.



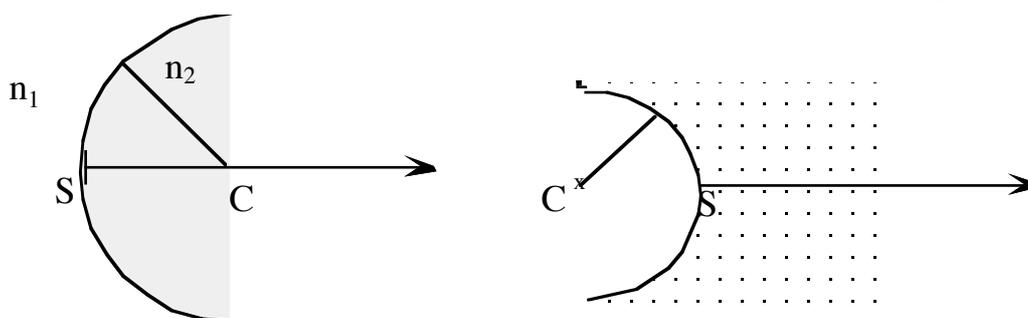
**Fig. 2-13 : Dioptre.**

Une source ponctuelle A est transformée par un dioptre en une image au point A'. Pour que l'image soit parfaite et représente fidèlement la source, les différents chemins optiques entre A et A' doivent être identiques. Cette condition est obtenue pour une surface asphérique dite ovale cartésienne telle que  $n_1 l_1 + n_2 l_2 = \text{constante}$ .

Réfraction sur un dioptre sphérique.

Un dioptre sphérique est une surface de forme sphérique séparant deux milieux d'indice différents  $n_1$  et  $n_2$ . On définit un axe principal pris par convention horizontal qui coupe le dioptre en un point S appelé sommet. Par convention également, on oriente le dioptre de la gauche vers la droite et on prend ce sens comme celui de la propagation de la lumière. Cette convention permet de définir les notions d'objets (ou images) réels ou virtuels.

Un dioptre peut être convexe ou concave suivant la position du centre de la sphère. Le dioptre est convexe si le centre C de la sphère se trouve à droite du sommet S) et concave si C est à gauche de S.



**Fig. 2-14 : Dioptre convexe - dioptre concave.**

L'axe principal est orienté de gauche à droite ; son origine est le point S.  $R = \overline{SC}$  est le rayon de courbure algébrique du dioptre.

Suivant les valeurs relatives des indices  $n_1$  et  $n_2$  à gauche et à droite du dioptre, celui-ci est **divergent** (un rayon incident parallèle à l'axe s'éloigne de l'axe au passage du dioptre) ou **convergent** (un rayon incident parallèle à l'axe se rapproche de l'axe au passage du dioptre).

	$n_1 < n_2$	$n_1 > n_2$
convexe	Convergent	divergent
concave	divergent	Convergent

Tableau 1 : Nature du dioptre suivant sa géométrie et les valeurs relatives des indices ( $n_1$  est à gauche du dioptre,  $n_2$  à droite)

Un dioptre sphérique a la propriété de rassembler les rayons lumineux issus d'un point source A en un point lumineux situé en un point A'. A', dite image de A est **réelle** ou **virtuelle** suivant que les rayons ou leurs prolongements se coupent. Il existe des relations simples, dites **relations de conjugaison** qui permettent de déterminer la position de A' en fonction de la position de A et de la géométrie du dioptre.

Considérons un point source A situé à gauche d'un dioptre sphérique convexe convergent (figure ci-après).

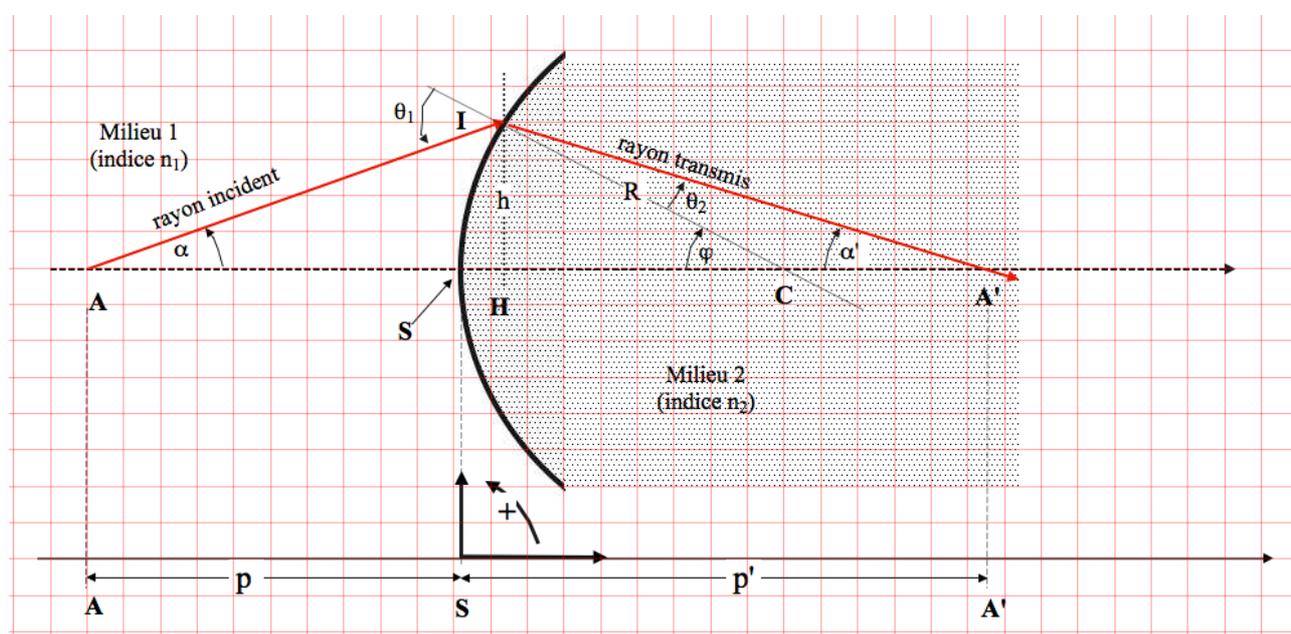


Fig. 2-15 : Cheminement d'un rayon lumineux à travers un dioptre sphérique.

Les positions et les distances algébriques sont définies par rapport horizontal orienté de gauche à droite et ayant son origine en S. Les angles doivent être également orientés :  $\alpha$ ,  $\theta_1$  et  $\theta_2$  sont positifs ;  $\varphi$  et  $\alpha'$  sont négatifs.

Les positions de A et A' sont repérées par rapport au sommet S du dioptre (intersection avec l'axe) ; on a respectivement

- la distance du point source (ou objet lumineux) au dioptre :  $p = \overline{SA}$   $p = \overline{SA}$  ( $<0$ ) et
- la distance du sommet du dioptre à l'image A' :  $p' = \overline{SA'}$  ( $>0$ ).

Dans l'approximation des petits angles ou conditions de Gauss, on peut écrire, en considérant les triangles AIC et ICA' :

- somme des angles de AIC =  $\pi$ , soit  $\alpha + (\pi - \theta_1) + (-\varphi) = \pi$ ,  
soit encore  $\theta_1 = \alpha - \varphi$
- somme des angles de A'IC =  $\pi$ , soit  $(-\alpha') + \theta_2 + [\pi - (-\varphi)] = \pi$ ,  
soit encore  $\theta_2 = \alpha' - \varphi$ .

En appliquant la **loi de Képler**, on obtient :

$$n_1 (\alpha - \varphi) = n_2 (\alpha' - \varphi);$$

Passons aux distances en écrivant  $\alpha \approx \tan(\alpha) = \frac{\overline{HI}}{\overline{AH}} \approx \frac{\overline{HI}}{\overline{AS}} = \frac{\overline{HI}}{-p}$ .

De même,  $\alpha' \approx \tan(\alpha') = \frac{\overline{HI}}{-p'}$  et  $\varphi \approx \tan(\varphi) = \frac{\overline{HI}}{\overline{CS}} \approx \frac{\overline{HI}}{-R}$ .

On en déduit la relation de conjugaison suivante :

$$(2.12) \quad \frac{n_2}{p'} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R}.$$

Cette relation est valable quelle que soit la géométrie du dioptre.

### 2.3.2.2 Vergence d'un dioptre sphérique

La grandeur  $V_d = \frac{n_2 - n_1}{R}$  est appelée **vergence** du dioptre ;  $V_d$  est mesurée en **dioptries** (ou  $m^{-1}$ ), de symbole  $\delta$ . La vergence caractérise la propriété de focalisation d'un dioptre.

### 2.3.2.3 Foyers d'un dioptre

Lorsque l'objet A considéré plus haut est rejeté à l'infini, l'image A' occupe une position particulière F' appelée **foyer image** du dioptre. Un deuxième point particulier F dit **foyer objet** correspond à la position de l'objet pour laquelle l'image est à l'infini. Les distances correspondantes sont respectivement :

$$(2.13) \quad (a) \quad f = \overline{SF} \quad \text{et} \quad f = -R \frac{n_1}{n_2 - n_1} = -\frac{n_1}{V_d} \quad \text{et}$$

$$(b) \quad f' = \overline{SF'} ; \quad f' = R \frac{n_2}{n_2 - n_1} = \frac{n_2}{V_d}.$$

La relation suivante existe donc entre les distances focales objet et image :

$$(2.14) \quad \frac{f'}{f} = -\frac{n_2}{n_1}.$$

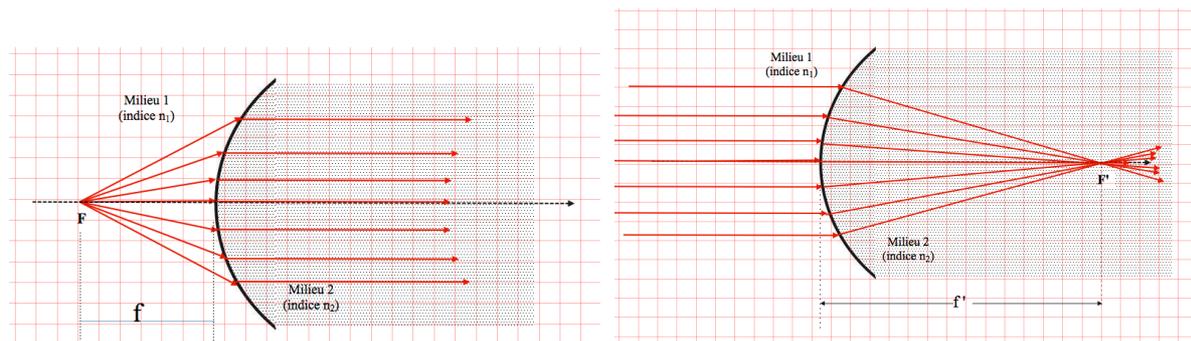


Fig. 2-16 : Foyers d'un dioptre sphérique

### 2.3.2.4 Autres relations de conjugaison

En utilisant les expressions pour les distances focales, on obtient deux autres formes pour la relation de conjugaison. En éliminant R, on obtient la première :

$$(2.15) \quad \frac{n_2}{p'} - \frac{n_1}{p} = \frac{n_2 - n_1}{R} = \frac{n_2}{f'} = -\frac{n_1}{f}.$$

Une autre relation dite **relation de Descartes**, est obtenue en multipliant les deux membres de la relation ci-dessus par  $\frac{f'}{n_2}$  ; on obtient :

$$\frac{f'}{p'} + \frac{f}{p} = 1 .$$

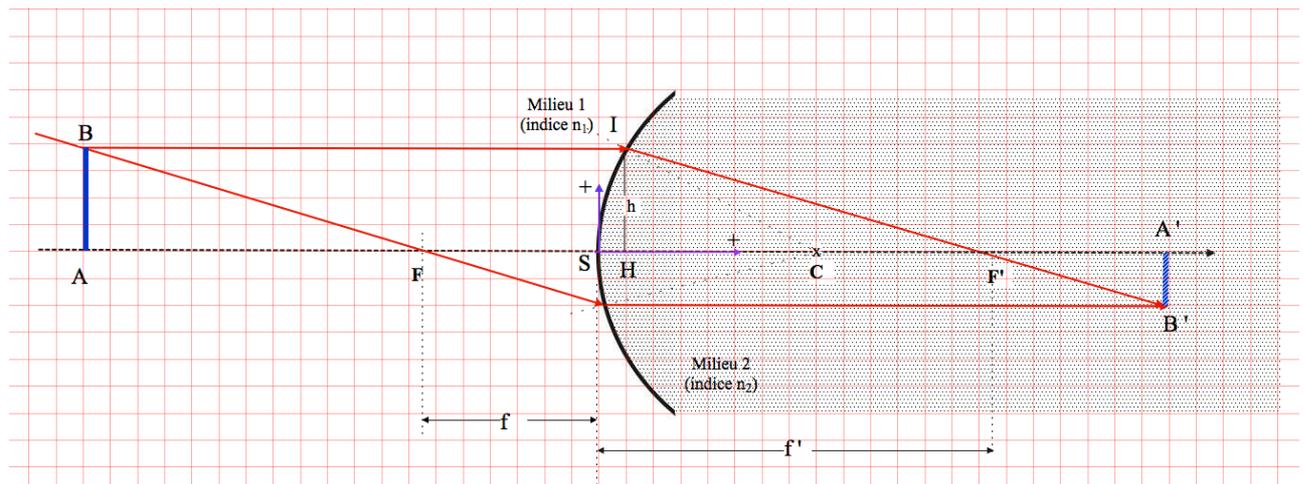
### 2.3.2.5 Formule de Newton

Une autre formule dite de Newton est obtenue en prenant comme origines les foyers F et F'. La relation est la suivante :

$$(2.16) \quad \overline{SF} \times \overline{SF'} = \overline{FA} \times \overline{F'A'} .$$

### 2.3.2.6 Grandissement latéral d'un dioptré

Cas du dioptré convergent.



**Fig. 2-17 : Formation de l'image d'un objet linéaire par un dioptré sphérique convergent.**

Les distances dans l'objet et l'image sont définies algébriquement, le sens + étant pris vers le haut.

Un dioptré convergent forme une image d'un objet linéaire AB, comme indiqué ci-dessus. Cette transformation se fait avec un grandissement transversal défini par :

$$(2.17) \quad (a) \quad \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} .$$

Des considérations géométriques simples permettent d'établir le lien entre  $\gamma$  et les distances définies précédemment :

$$(b) \quad \gamma = 1 - \frac{p'}{f'} \quad \text{et} \quad (2.20.c) \quad \gamma = \frac{n_1 p'}{n_2 p} .$$

### 2.3.2.7 Grandissement longitudinal

Le changement de distances axiales (ou longitudinales) entre objet et image est défini par le grandissement  $\Gamma = \frac{\Delta p'}{\Delta p}$  où  $\Delta p'$  est la dimension dans l'image d'un élément axial de longueur  $\Delta p$  de l'objet. On montre que  $\Gamma$  est donné par :

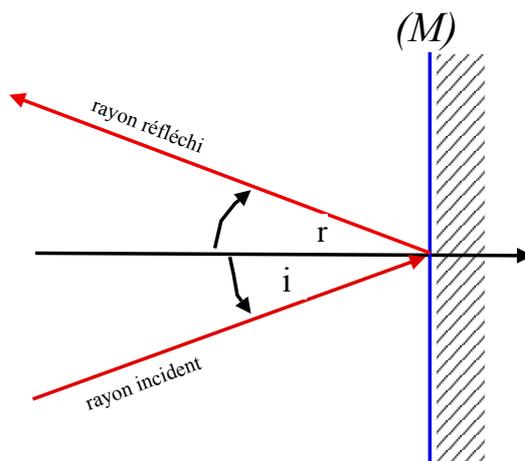
$$(2.18) \quad \Gamma = \frac{n_2}{n_1} \gamma^2 .$$

## 2.3.3 Miroirs

### 2.3.3.1 Miroir plan

Une surface plane est un miroir parfait si les inhomogénéités de sa surface sont petits par rapport à la longueur d'onde du rayonnement considéré. En pratique on précise la qualité du miroir en fractions de  $\lambda$  ( $\lambda/10$ ,  $\lambda/20$  ou mieux).

Un miroir plan renvoie un rayon incident de façon symétrique par rapport à la normale au point d'incidence, le rayon restant dans le plan d'incidence.

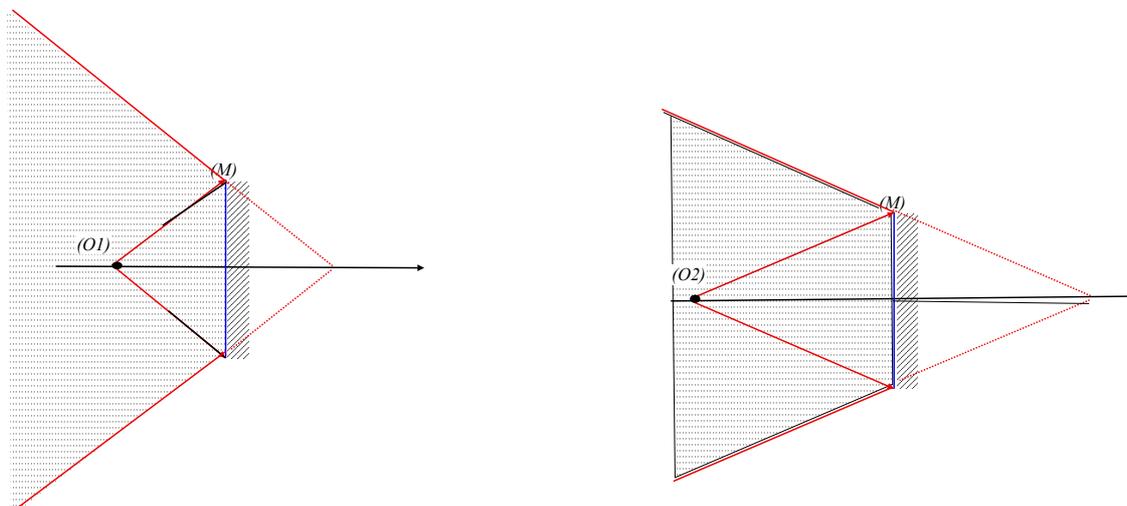


**Fig. 2-18 : Miroir plan.**

L'angle d'incidence  $i$  est l'angle entre le rayon incident et la normale au miroir au point d'incidence.

Le plan d'incidence est défini par le rayon incident et la normale au point d'incidence.  $r$  est l'angle de réflexion. Le rayon réfléchi est dans le plan d'incidence et symétrique au rayon incident par rapport à la normale.

Un miroir plan présente un champ défini comme la partie de l'espace qu'un observateur placé devant celui-ci pourra voir. Ce champ dépend de la position de l'observateur comme indiqué sur le dessin ci-après.



**Fig. 2-19 : Champ du miroir : espace vu par l'observateur.**

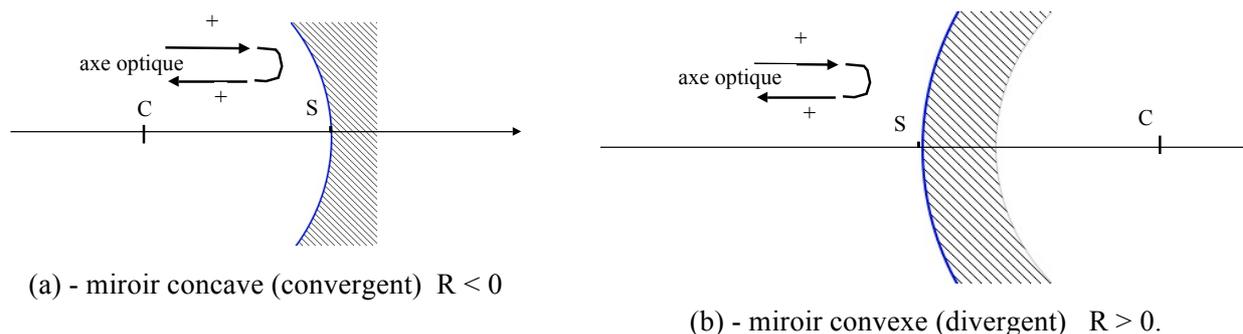
Le champ d'un miroir plan augmente lorsque l'observateur se rapproche de celui-ci. Pour l'observateur (O2), plus près du miroir, le champ est plus grand que pour (O1)

Un miroir plan permet de modifier la direction de propagation des rayons et faisceaux lumineux. Les dimensions des images perçues à travers celui-ci ne sont pas modifiées. Il en résulte un stigmatisme parfait. A un ensemble de points objet lumineux, correspond un ensemble identique de points images, symétriques des objets par rapport à la surface. Les miroirs plans servent donc à changer la direction de propagation des rayons.

### 2.3.3.2 Miroir sphérique

Un miroir sphérique est constitué d'une portion de surface sphérique définie par son centre C, son sommet S (au milieu de la surface considérée), son rayon de courbure  $R = \overline{SC}$ . Le signe de R est choisi suivant le sens de propagation du rayon incident. R est positif si le centre est à droite du sommet, négatif dans l'autre cas (le rayon incident venant de la gauche et allant dans le sens positif).

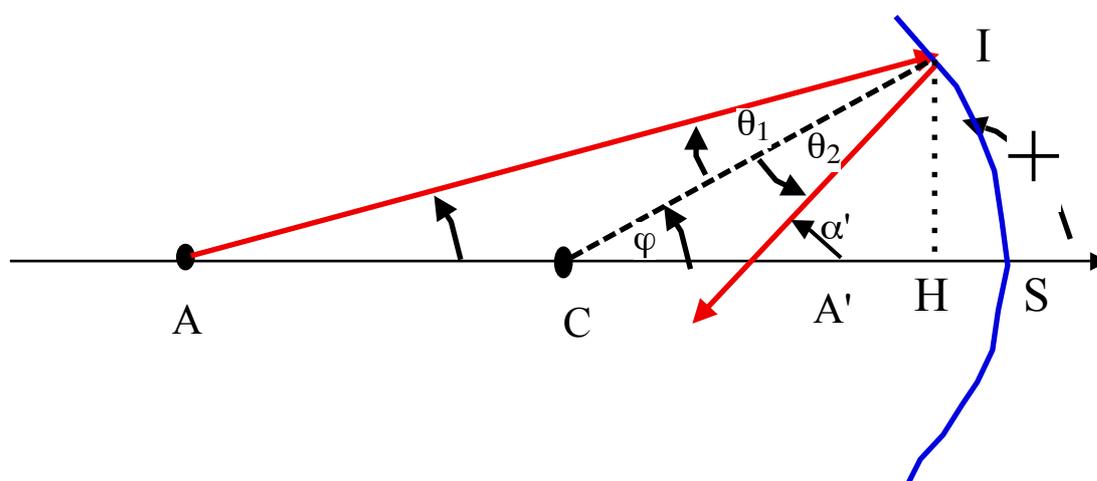
Les miroirs changent la direction de propagation et en conséquence, modifient l'axe optique. Il convient donc de définir l'axe optique comme le rayon principal (ou moyen) de l'ensemble des rayons considérés, dans la direction de propagation de la lumière ; pour un faisceau laser, il s'agirait du rayon central du faisceau. L'axe optique suit le faisceau incident avant le miroir et le faisceau réfléchi après la réflexion.



**Fig. 2-20 : Miroir sphérique. C est le centre de courbure. L'axe optique change de sens à la réflexion.**

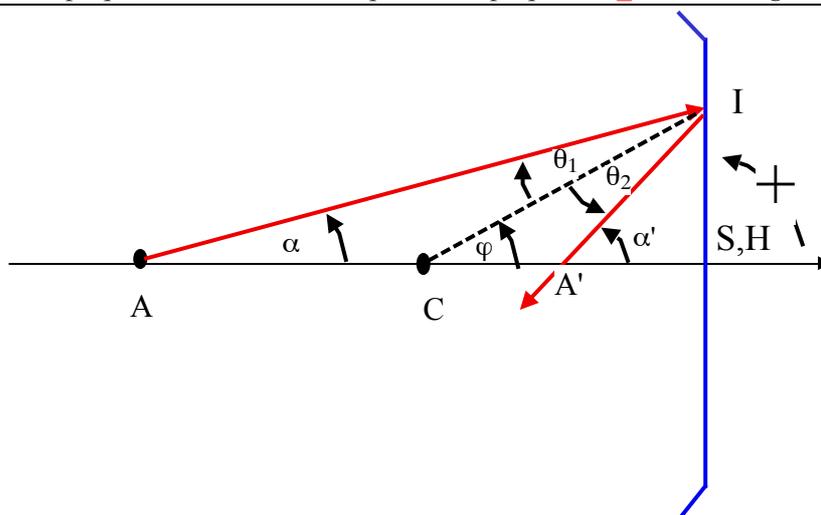
#### Relation de conjugaison pour un miroir concave.

Une relation de conjugaison analogue à celle du dioptre sphérique peut être établie pour le miroir sphérique. Considérons le cas du miroir concave.



**Fig. 2-21 : Déviation d'un rayon par un miroir sphérique concave (et donc convergent).**

Dans l'approximation des petits angles, le point H, obtenu en abaissant la normale à l'axe depuis le point I d'intersection du rayon avec la surface réfléchissante (figure ci-dessus), peut être confondu avec le sommet S. Avec cette approximation, le cheminement des rayons peut être représenté comme ci-après.



**Fig. 2-22 : Représentation de la réflexion d'un miroir concave dans l'approximation des petits angles (conditions de Gauss). Le sommet et le point J, projection du point d'incidence sur l'axe, sont confondus.**

On peut écrire :  $\sin \alpha \approx \alpha$  ;  $\sin \alpha' \approx \alpha'$  et  $\sin \varphi \approx \varphi$  .

En considérant les triangles AIC et CIA', on peut écrire :

$$\alpha + (\pi - \varphi) + (-\theta_1) = \pi \text{ et } \varphi + \theta_2 + (\pi - \alpha') = \pi \text{ ou encore : } \alpha' - \varphi = \theta_2.$$

On a également  $\theta_2 = -\theta_1$ . Il en résulte :  $2\varphi = \alpha + \alpha'$  .

En exprimant la relation précédente sous forme de tangentes, on obtient :

$$\tan(\alpha) \approx \alpha = \frac{\overline{HI}}{\overline{AH}} \approx \frac{\overline{SI}}{\overline{AS}}$$

De même :

$$\tan(\alpha') \approx \alpha' = \frac{\overline{HI}}{\overline{A'H}} \approx \frac{\overline{SI}}{\overline{A'S}}$$

On a aussi :

$$\tan(\varphi) \approx \varphi = \frac{\overline{HI}}{\overline{CH}} \approx \frac{\overline{SI}}{\overline{CS}}$$

Il en résulte la relation de conjugaison, après simplification :

$$2 \frac{\overline{SI}}{\overline{AH}} = \frac{\overline{SI}}{\overline{AH}} + \frac{\overline{SI}}{\overline{A'H}} \text{ ou } \frac{2}{\overline{CH}} = \frac{1}{\overline{AH}} + \frac{1}{\overline{A'H}} .$$

ou encore, en prenant l'origine au sommet S, confondu dans l'approximation avec H :

$$(2.19) \quad \frac{2}{\overline{SC}} = \frac{1}{\overline{SA}} + \frac{1}{\overline{SA'}} \text{ ou } \frac{2}{R} = \frac{1}{p} + \frac{1}{p'} \text{ (R, p et p' étant dans ce cas négatifs).}$$

Relation de conjugaison pour un miroir convexe.

Une relation de conjugaison analogue à celle obtenue ci-dessus peut être établie pour le miroir sphérique divergent. Dans ce cas l'image est virtuelle et située à droite du sommet.

### 2.3.3.3 Foyers d'un miroir sphérique

Comme pour le dioptre sphérique, on obtient les points particuliers appelés foyers en faisant tendre objet et image vers l'infini. Pour le miroir concave, les foyers image  $F'$  et objet  $F$  sont confondus et situés à gauche de  $S$  :

$$p \rightarrow \infty \Rightarrow p' \rightarrow f' = \frac{R}{2}$$

$$f = \overline{SF} = f' = \overline{SF'} = \frac{R}{2} .$$

### 2.3.3.4 Autres relations de conjugaison.

Les formules de conjugaison obtenues pour le dioptre s'appliquent également au miroir sphérique :

$$(2.20) \quad (a) \quad \frac{1}{p'} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f} \quad \text{et} \quad (b) \quad \frac{f'}{p'} + \frac{f}{p} = 1 \quad (\text{Formule de Descartes}).$$

Remarque

- Les formules de conjugaison du miroir sphérique sont obtenues à partir de celles du dioptre sphérique en posant  $n_2 = -n_2$ .

### 2.3.3.5 Formation d'image par un miroir

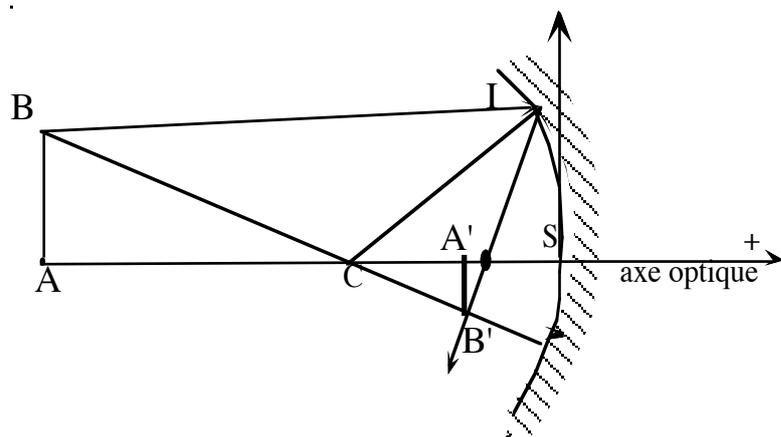


Fig. 2-23 : Miroir sphérique

On définit un grandissement transversal comme pour les dioptres :

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{HI}} \approx \frac{\overline{A'B'}}{\overline{SI}} = \frac{\overline{FA'}}{\overline{FS}} = \frac{\overline{FS} + \overline{SA'}}{\overline{FS}} = 1 - \frac{p'}{f}$$

ou encore (puisque  $\frac{1}{p'} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$ ),

$$(2.21) \quad \gamma = -\frac{p'}{p} .$$

Le grandissement longitudinal défini comme précédemment ( $\Gamma = \frac{\Delta p'}{\Delta p}$ ) est obtenu par différenciation de la relation de conjugaison ( $\frac{1}{p'} + \frac{1}{p} = \frac{1}{f}$ ); on obtient :

$$(2.22) \quad \Gamma = -\left(\frac{p'}{p}\right)^2 = -\gamma^2 .$$

### 2.3.3.6 Stigmatisme

Dans la construction de l'image, nous avons pris un rayon parallèle à l'axe, puisqu'un tel rayon sort en passant par le foyer. Ceci n'étant valable que pour des petits angles, un miroir sphérique n'est pas

stigmatique, ce qui signifie que les rayons parallèles un peu éloignés de l'axe ne coupent pas l'axe au foyer. Ce défaut dit de sphéricité, est moins important dans le cas d'un miroir parabolique.

## 2.3.4 Les lentilles en optique paraxiale.

### 2.3.4.1 Lentille épaisse

Le composant utilisé le plus souvent en optique est la lentille, composant constitué d'un matériau d'indice  $n$  limité par deux dioptrés en général sphériques, l'un des dioptrés sphériques pouvant être plan. Une lentille se caractérise par sa forme, le matériau utilisé, et des considérations géométriques qui varient suivant la forme et l'épaisseur. La figure ci-après montre une lentille avec ses principales caractéristiques : les rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$  des faces d'entrée et de sortie, l'indice  $n$  du matériau, l'épaisseur  $e$ . Dans les situations courantes, le système est centré : le rayon principal est la droite passant par les centres de courbure  $C_1$  et  $C_2$  des surfaces d'entrée et de sortie.

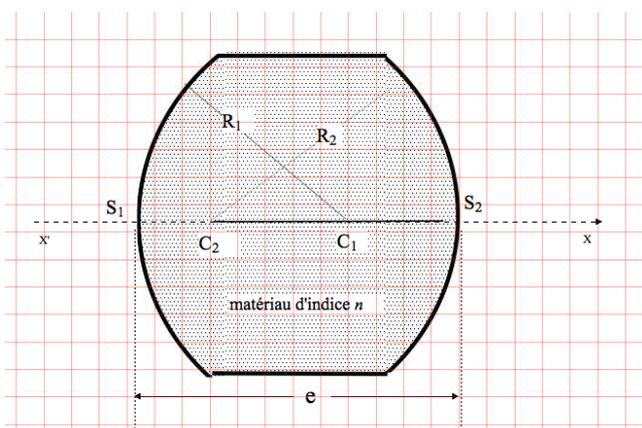


Fig. 2-24 : Exemple de système optique centré : lentille.

#### Points nodaux et centre optique d'une lentille épaisse.

Lorsque la distance entre les sommets de la lentille n'est pas négligeable, les rayons sont déplacés latéralement entre l'entrée et la sortie de la lentille (figure). La lentille dite épaisse présente alors deux points caractéristiques  $N_1$  et  $N_2$ , les points nodaux, tels que tout rayon incident passant par  $N_1$  émerge de la lentille parallèlement à lui-même. Le prolongement du rayon émergent coupe l'axe au deuxième point nodal  $N_2$ .

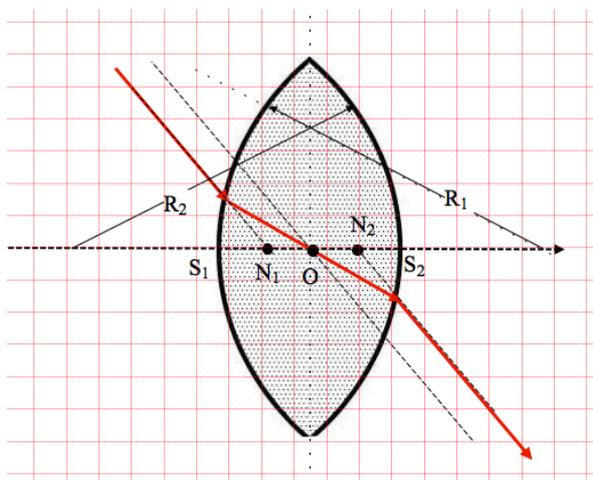
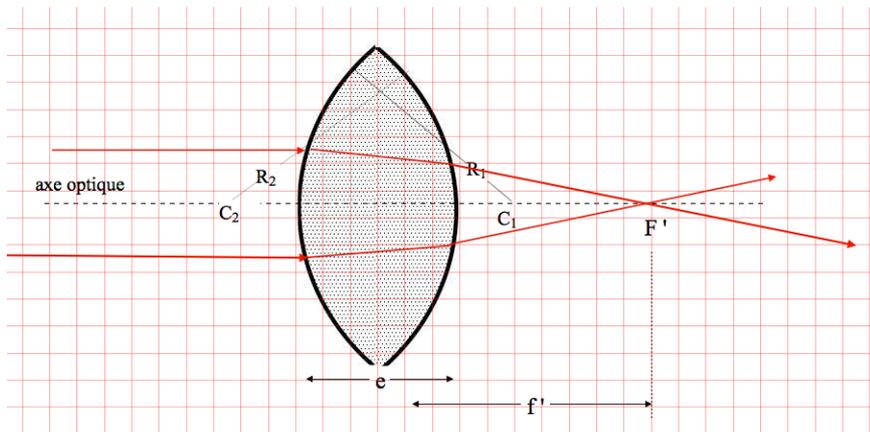


Fig. 2-25 : Lentille épaisse.

$S_1$  et  $S_2$  : sommets de la lentille (intersection des faces avec l'axe optique) ;  $O$  : Centre de la lentille ;  $N_1$  et  $N_2$  : points nodaux.  $R_1$  et  $R_2$  : rayons de courbure des dioptrés d'entrée et de sortie.

La figure ci-après montre une lentille utilisée pour converger un faisceau lumineux. Ses caractéristiques sont : les rayons de courbure  $R_1$  et  $R_2$  des dioptries d'entrée et de sortie, le foyer au voisinage duquel le faisceau est concentré. La distance focale  $f'$  est défini par rapport à un point dont la position dépend de l'épaisseur de la lentille.



**Fig. 2-26 : Lentille simple utilisée pour focaliser un faisceau.**

### 2.3.4.2 Lentille mince

Les lentilles utilisées en pratique peuvent être souvent considérées comme minces. Pour cela les conditions suivantes sont nécessaires :

$$(2.23) \quad S_1 S_2 \ll |R_1|, S_1 S_2 \ll |R_2|, S_1 S_2 \ll |R_2 - R_1|,$$

où  $R_1$  et  $R_2$  ont été définis plus haut. Dans ce cas particulier

- les deux sommets peuvent être confondus et assimilés au centre optique O,
- le déplacement transverse d'un rayon optique passant à travers la lentille est également négligeable.

On définit les foyers d'une lentille mince de la même façon que pour le dioptrique unique. Les foyers sont symétriques par rapport au centre, soit :  $\overline{OF} = -\overline{OF}'$ ,

ou encore  $f = -f'$ .

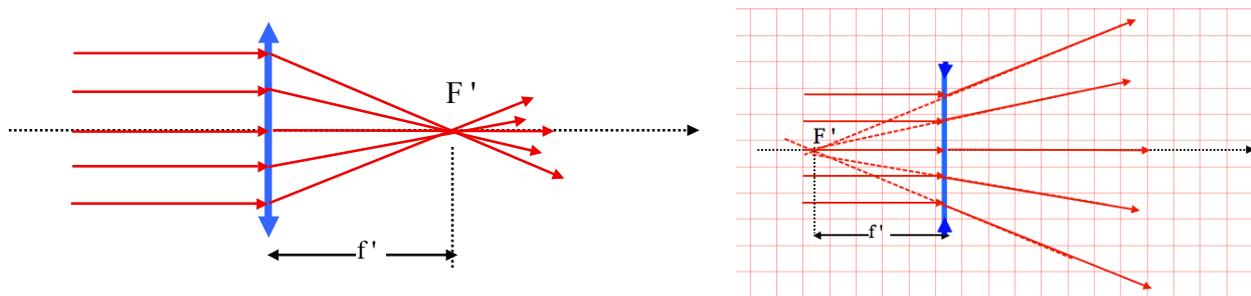
$f = \overline{OF}$  est la distance focale objet ;  $f' = \overline{OF}'$  est la distance focale image .

Les lentilles minces sont dites :

- positives si elles convergent un faisceau parallèle (les objets et images sont alors réels),
- négatives si elles divergent un faisceau parallèle (les objets et images sont virtuels).

$F$ , le foyer objet est à gauche de la lentille si celle-ci est convergente, tandis que le foyer image se trouve à droite (l'inverse est vrai pour une lentille divergente). Les symboles utilisés sont représentés sur la figure ci-après.

On utilise les symboles ci-après pour représenter les lentilles en fonction de leurs propriétés.



a: Lentille convergente

b : Lentille divergente

**Fig. 2-27 : Types de lentilles**

Prenant en compte le fait qu'une lentille mince est constituée de deux dioptries sphériques, la relation suivante peut être obtenue pour la distance focale d'une lentille mince ( $S_1$  et  $S_2$  confondus avec le centre optique  $O$ ) :

$$(2.24) \quad \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

La relation ci-dessus s'écrit encore :

$$(2.25) \quad \frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'} = -\frac{1}{f} \quad (\text{relation de Descartes}).$$

$$(2.26) \quad \text{ou encore : } \frac{f'}{p'} + \frac{f}{p} = 1.$$

En recombinaison différemment les paramètres la relation de conjugaison peut prendre une autre forme (relation de Newton) :

$$(2.30) \quad (p' - f') (p - f) = f f'.$$

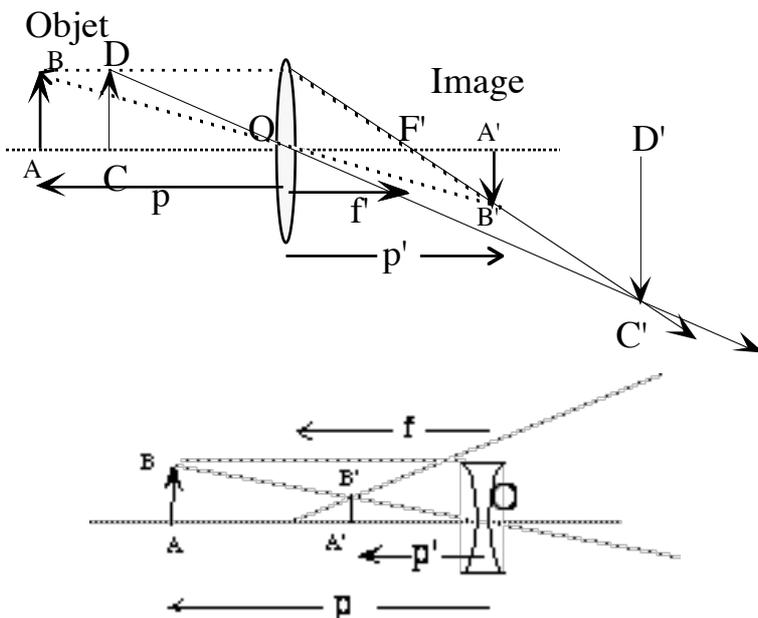
Vergence

La grandeur  $V_L = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) = \frac{1}{f'}$  est appelée vergence de la lentille.  $f$  étant exprimée en mètres ;  $V_L$  est mesurée en  $m^{-1}$  ou dioptries (noté  $\delta$ ).

Pour une lentille convergente,  $V_L$  est positive alors que pour une lentille divergente,  $V_L$  est négative.

Formation des images La fonction principale des systèmes optiques est la formation d'images. Une lentille mince peut être utilisée pour former l'image d'un objet lumineux. Suivant que la lentille est convergente ou divergente l'image est réelle ou virtuelle.

La figure ci-après présente le tracé de rayons à travers une lentille mince, convergente (a) ou divergente (b).  $AB$  est un objet lumineux.  $A'B'$  est l'image formée par la lentille. Pour trouver le point  $A'$ , il suffit de tracer deux rayons issus de  $A$ ; l'un passant par le centre de la lentille n'est pas dévié, l'autre, parallèle à l'axe, sort en passant par le foyer de la lentille.



**Fig. 2-28 : Formation d'image par une lentille**

a Formation d'image par une lentille convergente : l'image est réelle.

b Formation d'image par une lentille divergente : l'image est virtuelle.

Formule de grandissement



Le rapport  $\frac{A'B'}{AB}$  est défini comme le grandissement latéral et noté  $\gamma$ . Les triangles ABO et A'B'O étant semblables (figure), le grandissement obtenu lors de la formation d'une image par une lentille mince s'écrit aussi :

$$(2.27) \quad \gamma = \frac{p'}{p}.$$

On définit également un grandissement longitudinal  $g = \frac{AC}{A'C} = \left(\frac{p'}{p}\right)^2 = \gamma^2$

On utilise aussi la notion de puissance ( $D = 1/f'$  en dioptries avec  $f'$  en m).

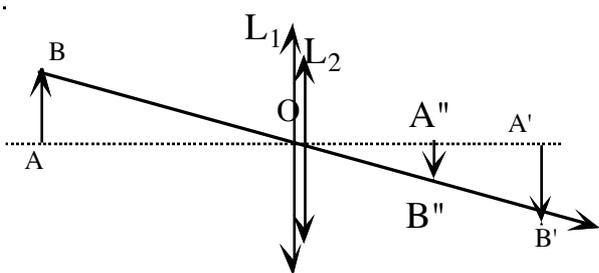
**2.3.4.3 Association de lentilles minces**

Lentilles accolées.

Théorème : La vergence d'un ensemble de lentilles minces accolées et alignées, est égale à la somme des vergences des lentilles qui constituent le système.

$$(2.28) \quad V_L(1,2,3,\dots) = V_L(1) + V_L(2) + V_L(3) + \dots$$

Considérons la figure ci-après.



**Fig. 2-29 : Lentilles minces accolées**

A'B' est l'image de l'objet AB formée par la lentille L<sub>1</sub>. Les distances de A et A' à la lentille sont reliées

par la formule de la lentille mince :  $\frac{1}{p_1'} - \frac{1}{p_1} = \frac{1}{f_1'}$ .

A'B' est un objet virtuel pour la lentille L<sub>2</sub>. La relation correspondante est la suivante :

$$\frac{1}{p_2'} - \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f_2'}$$

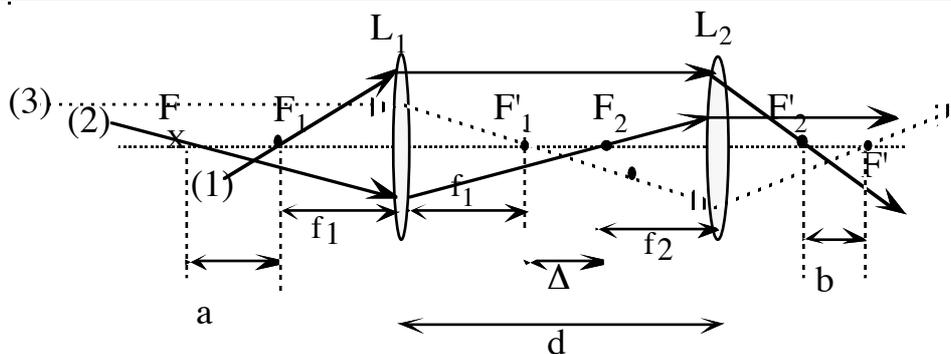
En ajoutant les deux relations précédentes, nous obtenons :  $\frac{1}{p} - \frac{1}{p_2} = \frac{1}{f_1'} + \frac{1}{f_2'} = \frac{1}{f_{1-2}'}$

ce qui peut également s'écrire :  $V_L(1,2) = V_L(1) + V_L(2)$ .

Ce résultat peut être généralisé à N lentilles accolées. Il en résulte la formule des vergences donné plus haut.

Lentilles séparées par un espace libre

L'association de plusieurs composants optiques se fait en général sous la forme d'un système centré, c'est-à-dire d'un système dans lequel les éléments (lentilles, miroirs, ...) sont centrés par rapport à un axe défini. La figure ci après montre un exemple de système centré constitué de deux lentilles minces.



**Fig. 2-30 : Système centré constitué de deux lentilles**

Soit  $d$  la distance entre les deux lentilles  $L_1$  et  $L_2$ ,  $f_1$  et  $f_2$  les distances focales,  $\Delta = F'_1F_2 = d - f_1 - f_2$ , l'intervalle optique. Cherchons la position  $F$  du foyer de la lentille équivalente au système donné. Un rayon passant par le foyer  $F_1$  de la première lentille (rayon 1), reste parallèle à l'axe entre les deux lentilles et sort en passant par le foyer  $F'_2$  de la deuxième lentille. De même, un rayon passant par  $F$  (rayon 2) sort du système parallèlement à l'axe. Pour trouver la position de  $F$ , il faut trouver la distance  $FF_1 = a$  et  $F'_2F = b$ .

La formule de Newton permet d'écrire :

$$a \Delta = - (f_1)^2 \text{ ou } a = - \frac{(f_1)^2}{\Delta} .$$

De même, un rayon parallèle à l'axe (rayon 3) passe par  $F_1'$  et sort du système en passant par  $F'$ .  $F'$  apparaît comme le conjugué de  $F'_1$  dans la seconde lentille. L'application de la formule de Newton donne :

$$b (-\Delta) = - (f_2)^2 \text{ ou } b = - \frac{(f_2)^2}{-\Delta} \text{ puisque } \overline{F'_2F'_1} = -\Delta .$$

La formule de Newton appliquée à l'ensemble du système s'écrit :

$$ab = -f^2 \text{ ou } - \frac{(f_1)^2}{\Delta} \frac{(f_2)^2}{\Delta} = -f^2 .$$

La solution est  $f = \frac{f_1 f_2}{\Delta}$ , ce qui donne pour  $\frac{1}{f}$

$$(2.29) \quad \frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2} .$$

Remarque : L'autre solution,  $f = - \frac{f_1 f_2}{\Delta}$  ne convient pas puisqu'elle ne donne pas la formule de convergence pour deux lentilles accolées.

En tenant compte de la définition de la vergence et en considérant le cas général d'un milieu d'indice quelconque  $n$  entre les deux lentilles, la formule ci-dessus devient

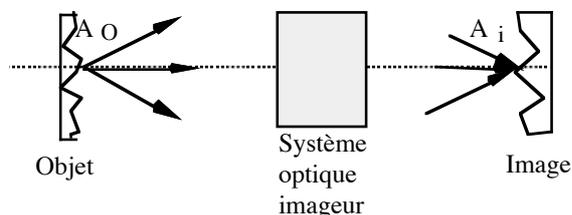
$$(2.30) \quad V = V_1 + V_2 - \frac{d}{n} V_1 V_2 ,$$

formule connue sous le nom de formule de Gullstrand.

## 2.3.5 Formation d'images. Aberrations des systèmes optiques. Limites introduites sur la qualité des images.

### 2.3.5.1 Stigmatisme des systèmes optiques.

Considérons un système optique composé d'un ensemble de surfaces réfléchissantes et réfractantes.



**Fig. 2-31 : Système optique imageur.**

Le système est dit stigmatique pour les points  $A_0$  et  $A_i$  si tous les rayons issus de  $A_0$  convergent en  $A_i$ .

Si un cône de rayons issu d'un objet ponctuel  $A_0$  est transformé en un cône de rayons convergent en un point  $A_i$ , le système est dit stigmatique pour ces deux points. Dans les situations réelles l'image  $A_i$ , est plus ou moins floue. Un système optique idéal transforme un ensemble de points-objets en un ensemble de points-image parfaits. Les systèmes réels sont limités par des défauts, principalement les aberrations.

D'autre part, un système optique réel intercepte et transforme une partie seulement du front d'onde incident pour le transformer en une image. Il en résulte le phénomène de diffraction qui fixe la limite ultime des performances du système.

En première approximation, celle de l'optique géométrique, on traite uniquement de rayons en négligeant les effets interférométriques et en particulier la diffraction.

### 2.3.5.2 Aberrations du troisième ordre

Les systèmes optiques présentent deux types d'aberrations :

- les aberrations chromatiques liées à la dispersion qui ne se manifestent que pour un rayonnement à spectre étendu;

- les aberrations géométriques (ou monochromatiques) liées à la réfraction sur les dioptries.

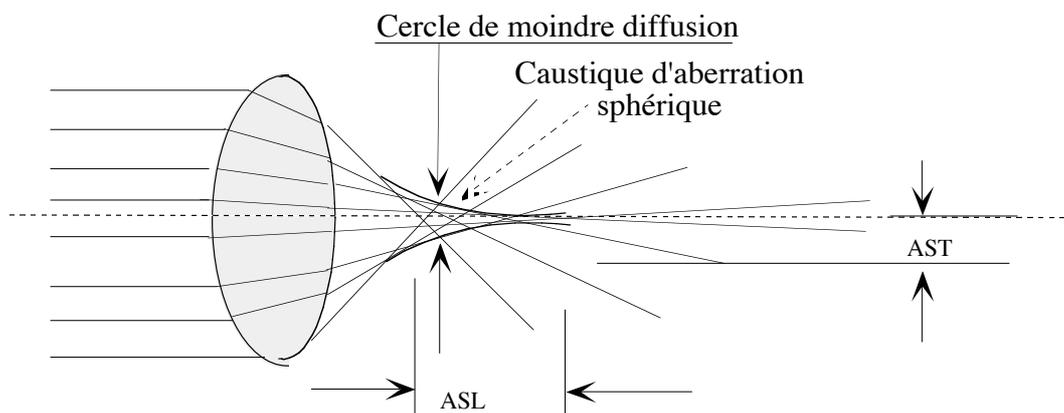
Parmi les aberrations monochromatiques, on distingue :

- les aberrations qui provoquent une détérioration de la qualité des images en les rendant floues : aberration sphérique, coma, astigmatisme;

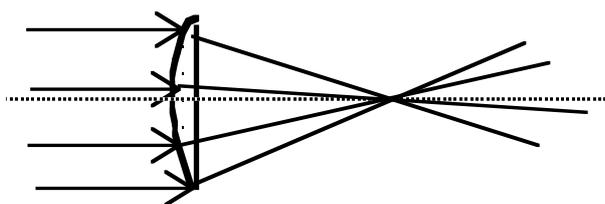
- les aberrations qui entraînent une déformation des images : courbure de champ et distorsion.

Il est possible, dans les systèmes optiques réels composés de surfaces sphériques, de minimiser les aberrations en ajustant les formes des surfaces, en introduisant des diaphragmes à des endroits bien précis, en choisissant bien les matériaux utilisés. Il existe également des programmes d'ordinateur destinés à la recherche de la configuration optimale des composants. Les calculs permettent d'obtenir des résultats satisfaisants mais il n'est pas possible de vérifier que la solution trouvée est optimale.

Aberration sphérique.



.a Aberration sphérique. ASL : Aberration sphérique longitudinale; AST : Aberration sphérique transversale; CMC : cercle de moindre diffusion.

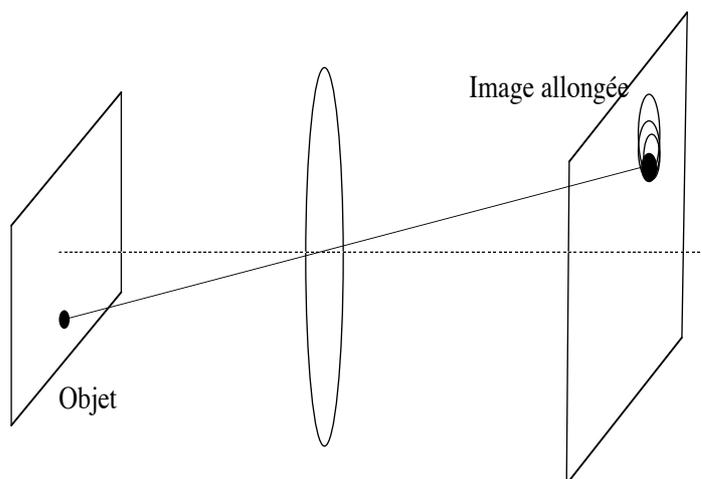


b) Correction de l'aberration sphérique.  
L'importance de l'aberration sphérique, à ouverture et focale fixes, dépend de la distance de l'objet et de la forme de la lentille. On peut par exemple utiliser une lentille convexe-plan (ou une combinaison lentille convergente-lentille divergente) pour minimiser l'effet de l'aberration sphérique.

**Fig. 2-32 : Aberration sphérique**

L'aberration de coma.

L'aberration de coma apparaît dans l'image d'un point placé loin de l'axe du système optique. L'image est alors allongée comme une queue de comète, d'où le nom donné à cette aberration. L'aberration de coma vient du grossissement transverse différent que subissent les faisceaux de lumière passant par le centre de la lentille d'une part, par la périphérie de la lentille d'autre part. Cette aberration peut être négative (queue vers l'axe optique) ou positive (queue orientée vers l'extérieur du système). L'aberration de coma dépend de la forme de la lentille et de la position de l'objet et peut être annulée pour un éloignement donné de l'objet par un choix approprié de la lentille.



**Fig. 2-33 : L'aberration de coma dans une image**

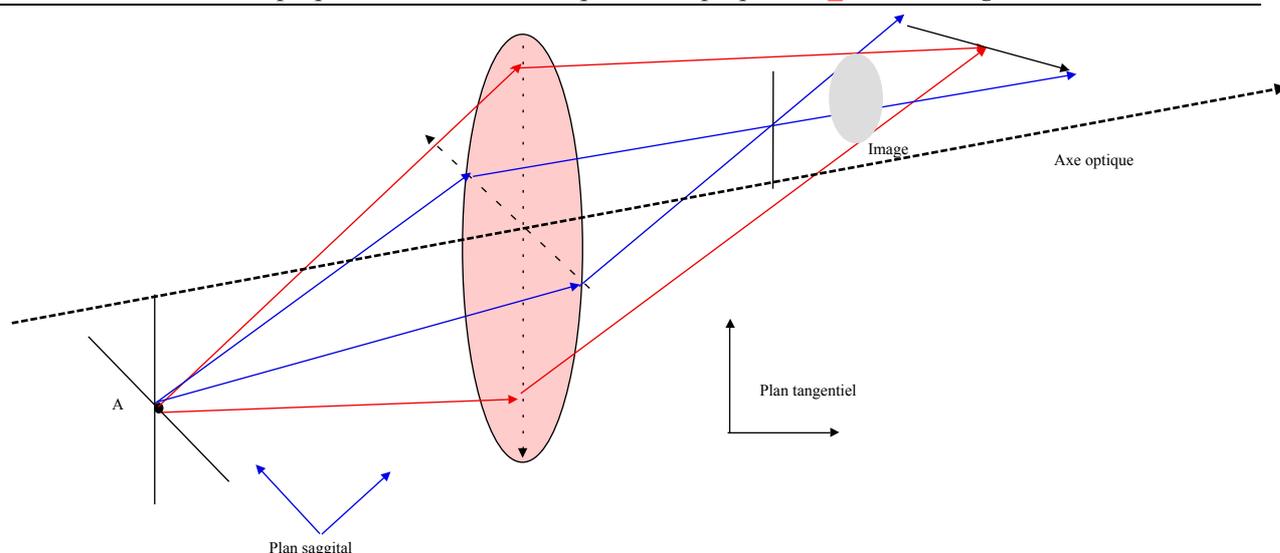
Un point lumineux est imagé sous la forme d'une tache allongée ressemblant à une queue de comète.

Astigmatisme.

Pour un objet éloigné de l'axe d'un système optique deux plans sont à considérer :

- le plan tangentiel contenant l'axe optique et le rayon principal; les rayons contenus dans ce plan donnent naissance à une image dite image primaire.

- le plan radial (ou sagittal) contenant le rayon principal et perpendiculaire au plan tangentiel; les rayons de ce plan se recoupent en un autre point formant une image secondaire. L'astigmatisme dépend fortement du rapport de conjugaison.



**Fig. 2-34 : Astigmatisme.**

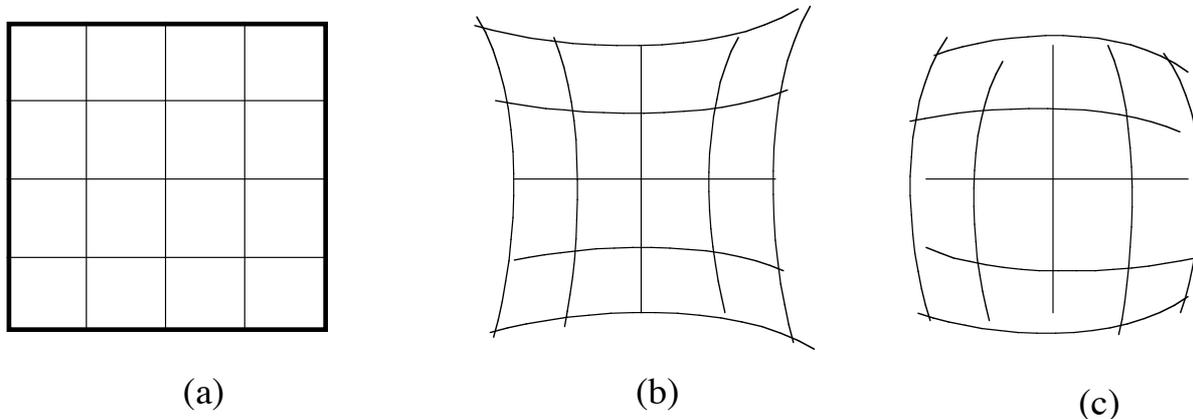
Les rayons du plan tangentiel et ceux du plan saggital forment des images dans des plans différents. Il en résulte que les images des lignes horizontales et celles des lignes verticales ne sont pas nettes dans le même plan.

Courbure de champ.

L'image d'un objet étendu plan et perpendiculaire à l'axe optique, est une surface courbe. L'image peut être rendue plane par la combinaison de plusieurs lentilles positives et négatives.

Distorsion.

La distorsion de l'image formée par une lentille vient de la variation de grandissement avec la distance à l'axe optique de l'objet. On distingue la distorsion en coussinet et la distorsion en barillet. La distorsion peut être annulée par un diaphragme placé au centre d'un système optique composé de deux lentilles.



**Fig. 2-35 : Distorsion de champ**

(a) Objet de départ (b) Image : Distorsion en coussinet (c) Image : Distorsion en barillet

Aberration chromatique.

L'indice de réfraction d'un matériau est une fonction de la longueur d'onde. La variation de l'indice, ou constringence du matériau, est définie par le nombre d'Abbe :

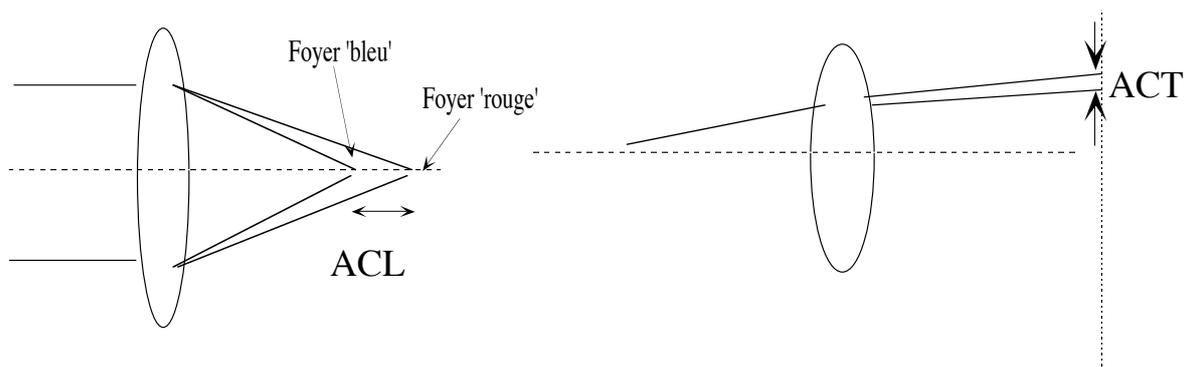
$$(2.31) \quad V = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}$$

les coefficients  $n_x$  étant l'indice du matériau aux longueurs d'onde suivantes : D, raie du sodium à 589,3 nm, F, la raie de l'hydrogène à 486,1 nm, C la raie de l'hydrogène à 656,3 nm (des définitions différentes

peuvent être utilisées) [1]. Cette définition est valable dans la partie visible du spectre. Les matériaux peuvent être comparés du point de vue de la dispersion sur un diagramme appelé diagramme d'Abbe représentant le nombre d'Abbe en fonction de la longueur d'onde. Un nombre V supérieur à 45 correspond à un matériau de faible dispersion, tandis qu'un nombre V inférieur à 39 correspond à une forte dispersion.

Les rayons lumineux correspondant à différentes longueurs d'onde se réfractent donc suivant différentes directions. La figure montre le résultat de la focalisation d'un faisceau polychromatique par une lentille.

Comme pour l'aberration sphérique, les éléments positifs et les éléments négatifs ont des signes opposés d'aberration chromatique. Il est donc possible de corriger partiellement cette aberration en combinant des éléments de caractéristiques de dispersion différentes.



**Fig. 2-36 : Aberration chromatique.**

ACL : Aberration chromatique longitudinale; ACT : Aberration chromatique transversale.

Variation des aberrations sphériques du troisième ordre avec la taille de l'ouverture (X), l'angle de champ  $\theta$  et la taille de l'image (z).

Le tableau ci-après indique l'influence de trois paramètres sur les différents types d'aberrations observées dans une image.

	Ouverture	Angle de champ	Taille de l'image
Ab. sphérique latérale	$x^3$		
Ab. sphérique transversale	$x^2$		
Aberration de coma	$x^2$	y	z
Astigmatisme		$y^2$	$z^2$
Courbure de champ		$y^2$	$z^2$
Distorsion		$y^3$	$z^3$
Aberration chromatique			

Tableau : Influence de trois paramètres des systèmes optiques sur les aberrations du troisième ordre.

Quelques remarques supplémentaires sur les aberrations :

<sup>1</sup> J.P. Pérez, *Optique. Fondements et applications*, p. 81, 5<sup>e</sup> édition, Masson, 1996

**Remarque 1 :** Les systèmes de lentilles sont en général prévus pour donner les meilleurs résultats pour un rapport de conjugaison (distance image / distance objet) bien déterminé. Si on s'écarte de ce rapport, les performances du système se détériorent. C'est pour cette raison que sur les objectifs de microscope, le rapport de grandissement (égal au rapport de conjugaison) est indiqué.

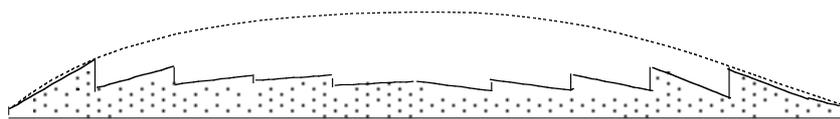
**Remarque 2 :** A côté des aberrations 'normales' décrites ci-dessus, il peut exister des aberrations 'anormales' causées par des inhomogénéités dans le matériau, des défauts de surface, des défauts d'alignement.

**Remarque 3 :** D'autres éléments que les lentilles peuvent introduire des aberrations. C'est le cas pour un prisme dans lequel entre un faisceau lumineux convergent ou divergent.

### 2.3.5.3 Lentilles asphériques..

En donnant aux surfaces optiques une forme spéciale, les aberrations du troisième ordre peuvent être éliminées pour un rapport de conjugaison donné. Une lentille asphérique présente une distance focale bien inférieure à celle d'une lentille à surfaces sphériques de même diamètre. Les lentilles sont réalisables mais à un coût nettement supérieur que celui des lentilles sphériques. On se contente en général d'une seule surface asphérique, l'autre étant sphérique concave ou plane. Une bonne lentille asphérique réduit l'aberration sphérique et l'aberration de coma à un niveau négligeable. Une surface asphérique est particulièrement utile dans un système de grande ouverture; un tel système est dit aplanétique.

L'encombrement d'une lentille asphérique peut être réduit à un minimum par enlèvement de matière suivant des anneaux concentriques, la forme de la surface restant inchangée.

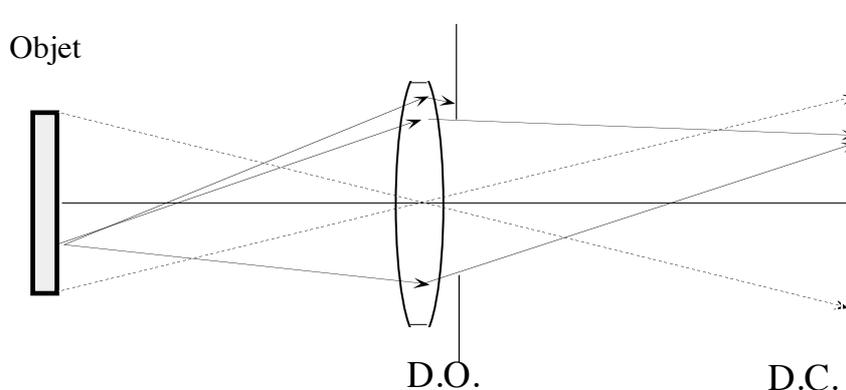


**Fig. 2-37 : Lentille asphérique de Fresnel.**

Caractéristiques : Courte focale pour un grand diamètre, meilleure transmission que dans les lentilles simples sans traitement anti-réfléchissant, matériau léger et résistant, pas d'aberration sphérique.

### 2.3.5.4 Diaphragmes d'ouverture et pupilles.

En dehors des conditions de Gauss, les systèmes optiques à surfaces sphériques présentent des défauts, les aberrations. Afin de minimiser ces défauts, on limite l'extension des faisceaux lumineux par des diaphragmes (Figure). Le diaphragme d'ouverture permet de contrôler la quantité de lumière passant à travers l'optique, une grande ouverture donnant une image plus lumineuse ; le diaphragme de champ fixe la dimension du cône d'admission ou de champ à l'entrée de la lentille.



**Fig. 2-38 : Diaphragmes dans un système imageur.**

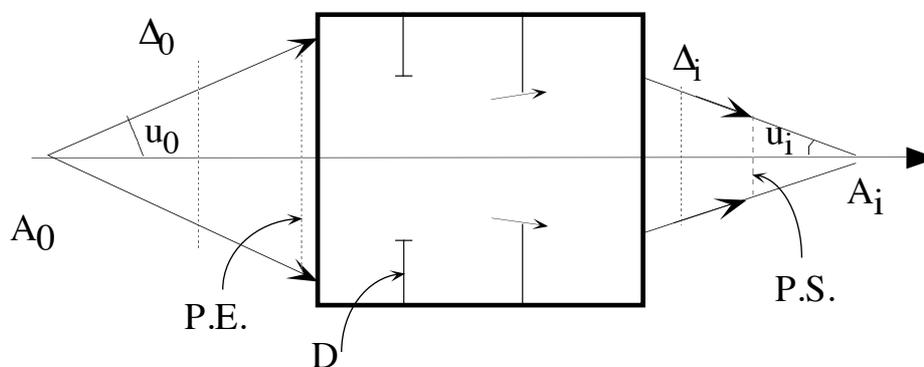
Le diaphragme d'ouverture (D.O) est placé près de la lentille et sert à limiter l'extension du faisceau lumineux admis à travers la lentille.

Le diaphragme de champ (D.C.) correspond à la surface utile placée dans le plan image; les rayons inclinés et passant par le centre de l'optique, sont arrêtés par le diaphragme de champ. Le diaphragme de champ peut être constitué par le film utilisé pour l'enregistrement de l'image.

Le concept de pupille est également très utile pour déterminer si un rayon passera à travers un système optique. Considérons le système optique centré représenté sur la figure ci-après. Le système donne d'un point objet  $A_0$  situé sur l'axe, un point image  $A_i$ . Pour atteindre  $A_i$ , les rayons issus de  $A_0$  doivent passer à l'intérieur de tous les diaphragmes. Soit D, l'un de ces diaphragmes. Si un rayon passe à travers D, il passe aussi d'une part :

- à l'intérieur du pourtour de l'image  $\Delta_i$  que donne, du diaphragme D, le sous-système optique situé après D et d'autre part,

- à l'intérieur du pourtour du conjugué objet  $\Delta_0$  qui admet D comme image pour le sous-système optique situé avant D.. Le diaphragme qui définit le cône d'admission le plus étroit issu de  $A_0$ , constitue le diaphragme d'ouverture (D.O.) du système optique. Les conjugués  $P_0$  et  $P_i$  correspondants sont appelés pupille d'entrée et pupille de sortie.



**Fig. 2-39 : Diaphragmes et pupilles d'un système optique complexe.**

Le diaphragme d'ouverture, en définissant l'étendue du faisceau transmis à travers le système optique, limite la capacité de l'instrument à recueillir de la lumière. En pratique, on utilise les notions d'ouverture numérique ou de nombre d'ouverture.

L'ouverture numérique (N.O.) est utilisée dans le cas d'une fibre optique ou dans les systèmes où l'objet se trouve près de la surface d'entrée. O.N. est donné par l'expression :

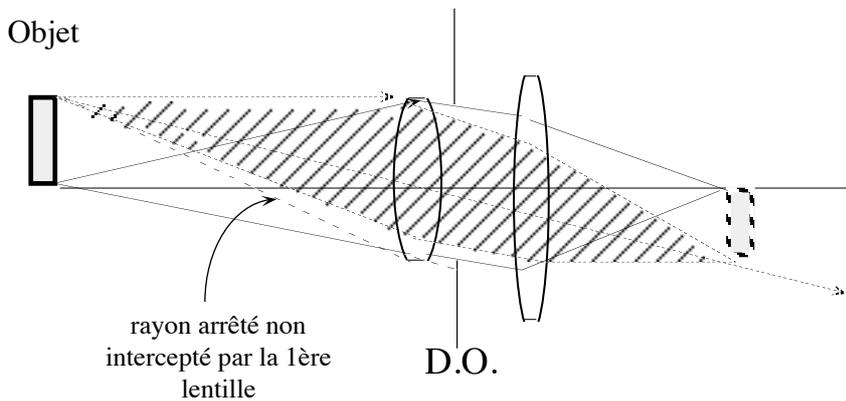
$$(2.32) \quad \text{O.N.} = n_0 \sin u_0$$

où  $u_0$  est l'angle que fait le rayon le plus incliné avec l'axe optique à l'entrée du système. Le nombre d'ouverture (N.O.) est donné par l'expression :

$$(2.33) \quad \text{N.O.} = \frac{f}{D} \text{ où } f \text{ est la distance focale de la lentille équivalente au système considéré et } D \text{ le diamètre de la pupille d'entrée.}$$

### 2.3.5.5 Vignettage.

Le cône de rayons issu d'un point-objet  $B_0$  éloigné de l'axe est plus petit que le cône de rayons issu du point  $A_0$  situé sur l'axe. Il en résulte un point-image  $B_i$  moins lumineux que le point-image  $B_0$ . La luminosité de l'image formée par le système est donc moins importante sur les bords qu'au centre. Ce défaut est désigné sous le nom de vignettage. Il convient en particulier de limiter la taille de l'image afin que le vignettage ne soit pas gênant. Le diaphragme de champ choisi doit tenir compte du champ de pleine lumière constitué par tous les points de l'espace objet qui envoient vers l'espace image des rayons qui ne sont pas arrêtés par le diaphragme d'ouverture.



**Fig. 2-40 : Vignettage.**

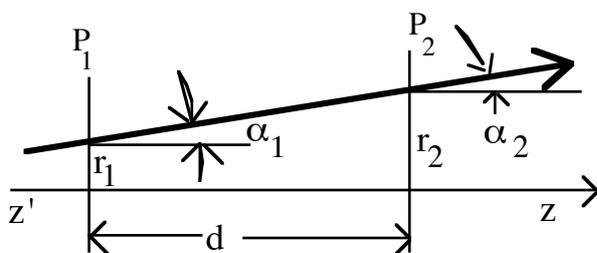
L'ouverture effective pour le cône de rayons issus de B<sub>0</sub> est inférieure à l'ouverture réelle.

### 2.3.6 Introduction à l'optique matricielle.

#### 2.3.6.1 Le formalisme de l'optique matricielle.

L'optique matricielle consiste à assimiler tout système optique ou élément de système optique à une matrice à quatre éléments qui transforme les deux paramètres suivants d'un rayon optique incident à l'entrée (Fig.) :

- la position (distance par rapport à l'axe du système)
- l'orientation (inclinaison par rapport à l'axe du système).



**Fig. 2-41 : Formalisme de l'optique matricielle.**

Le rayon indiqué sur la figure est caractérisé dans un plan perpendiculaire à l'axe z'z, par sa distance r à partir de l'axe considéré et par son inclinaison  $\alpha$  par rapport à ce même axe.

#### 2.3.6.2 Matrice d'une étendue d'espace libre de longueur d.

Sur la figure ci-dessus, considérons les deux plans perpendiculaires à l'axe Oz dans lesquels le rayon est défini par  $(r_1, \alpha_1)$  et  $(r_2, \alpha_2)$ . Ici et dans la suite, nous considérons des rayons très peu inclinés par rapport à l'axe (conditions de Gauss), ce qui nous permet d'écrire

$$\sin(\alpha) \approx \alpha \approx \frac{\Delta r}{\Delta z} \approx r'$$

Nous pouvons alors écrire

$$r_2 = 1 \cdot r_1 + d \cdot r'_1 \quad \text{et} \quad r'_2 = 0 \cdot r_1 + 1 \cdot r'_1$$

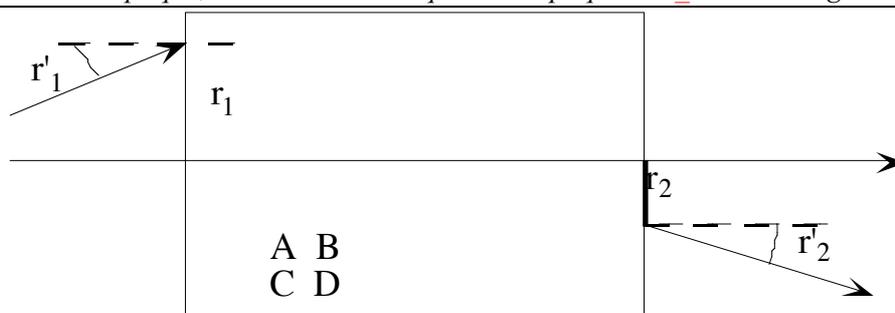
Le passage du rayon du plan P<sub>1</sub> au plan P<sub>2</sub> peut donc s'écrire :

$$(2.34) \quad \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix}$$

La matrice  $\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$  caractérise un élément d'espace libre de longueur d. Un système optique

quelconque est caractérisé par une matrice  $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$  telle que :

$$(2.35) \quad \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix}$$



**Fig. 2-42 : Représentation matricielle d'un composant optique**

Les paramètres  $r$  et  $\alpha$  d'un rayon paraxial à la sortie d'un système optique peuvent être calculés si les paramètres  $r$  et  $\alpha$  sont connus à l'entrée, ainsi que les éléments A,B,C,D de matrice caractérisant le système.

On montre que, dans le cas où les milieux à l'entrée et à la sortie du système ont même indice, la relation suivante est vérifiée :

$$(2.36) \quad AD - BC = 1.$$

Remarque : La notation matricielle utilisée ici pour calculer des composants optiques est identique à celle utilisée pour les réseaux électriques.

### 2.3.6.3 Représentation matricielle d'un ensemble optique constitué de deux miroirs courbes (cavité optique résonnante).

Un ensemble constitué de deux miroirs semi-transparentes, de forme sphérique, placés l'un face à l'autre et alignés sur un même axe, est utilisé pour confiner le rayonnement dans les sources de lumière laser décrites dans les chapitres suivants. Du point de vue de l'optique matricielle, un tel ensemble, ou cavité résonnante, est constituée d'un élément d'espace libre et de deux surfaces réfléchissantes. La matrice de l'élément d'espace libre a été donnée ci-dessus. Pour les surfaces réfléchissantes il suffit de considérer l'analogie entre une lentille mince et un miroir sphérique.

On peut montrer que pour une lentille mince on peut écrire :

$$(2.37) \quad \begin{bmatrix} r_2 \\ r'_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} r_1 \\ r'_1 \end{bmatrix}$$

Un miroir sphérique se comporte comme une lentille de focale  $f = \frac{R}{2}$ .

La matrice T du miroir des donc égale à :

$$(2.38) \quad T = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -2/R & 1 \end{bmatrix}$$

Une cavité optique constituée de 2 miroirs sphériques séparés par une longueur L d'espace libre, est caractérisée par la matrice  $\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}$  avec :

$$(2.39) \quad A = 1 - \frac{L}{f_2}, \quad B = L + L \left(1 - \frac{1}{f_2}\right), \quad C = -\frac{1}{f_1} - \frac{1}{f_2} \left(1 - \frac{1}{f_1}\right) \text{ et } D = -\frac{L}{f_1} + \left(1 - \frac{1}{f_1}\right) \left(1 - \frac{L}{f_2}\right).$$

$f_1$  et  $f_2$  sont les distances focales des miroirs de la cavités.

## 2.3.7 Quelques composants optiques courants

### 2.3.7.1 Optiques de réflexion : miroirs, miroirs semi-transparentes

Les optiques réfléchissantes sont caractérisées par les paramètre suivants :

- réponse spectrale (à bande étroite pour les faisceaux monochromatiques ou à bande large ). La réponse spectrale est fixée par le traitement de la surface constitués de couches diélectriques d'épaisseurs et d'indices déterminés ou d'une couche d'un métal très réfléchissant comme l'or ou l'argent.

- angle d'incidence pour lequel le traitement réfléchissant a été optimisé;

- planéité ( de  $\lambda/4$  à  $\lambda/20$ )

- tenue en puissance

- forme : plans ou courbes; les miroirs courbes modifient la divergence et peuvent être utilisés pour focaliser un faisceau.

- effet sur la polarisation du rayonnement. La réflexion d'un faisceau par un miroir s'accompagne toujours d'un changement de l'état de polarisation, excepté à l'incidence normale. Certains miroirs sont recouverts d'une couche diélectrique 'quart-d'onde' afin de transformer un faisceau à polarisation rectiligne en faisceau polarisé circulairement.

### Miroir plan à réflexion totale

Un miroir plan renvoie les rayons lumineux qu'il intercepte, suivant une direction symétrique par rapport à la normale au point d'incidence (figure).

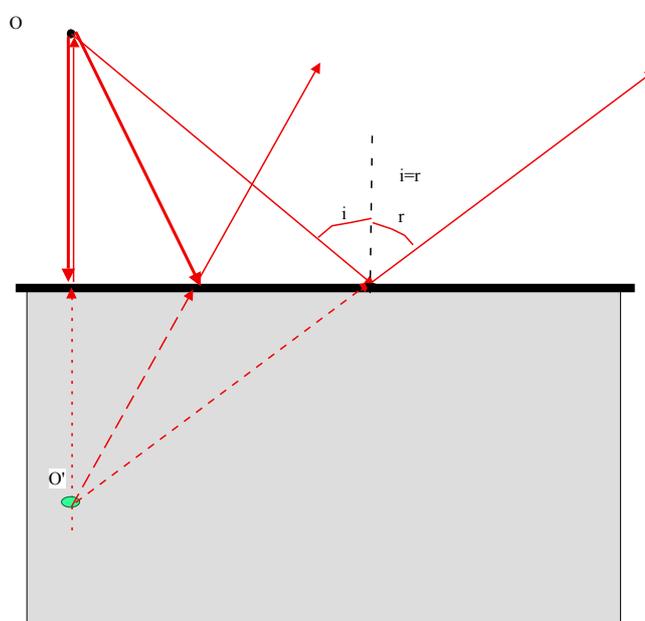


Fig. 2-43 : Réflexion par un miroir plan.

L'angle d'incidence  $i$  est égal à l'angle de réflexion  $r$ .

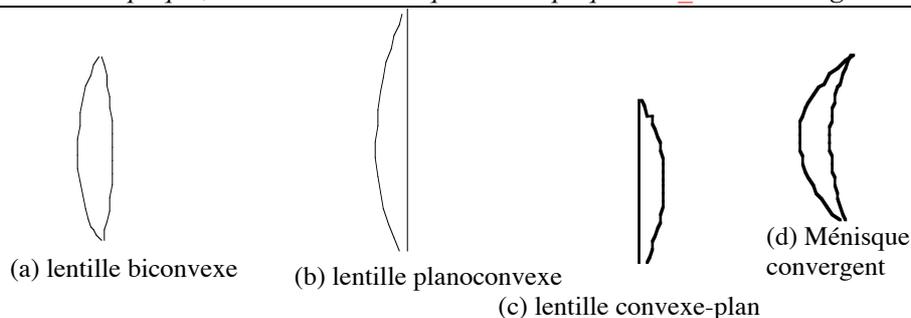
### Miroir plan à réflexion partielle

Le pourcentage de lumière réfléchi par un miroir dépend de la nature et les caractéristiques du recouvrement d'un miroir. Il peut être utile d'utiliser un miroir qui ne réfléchit qu'une fraction du rayonnement incident.

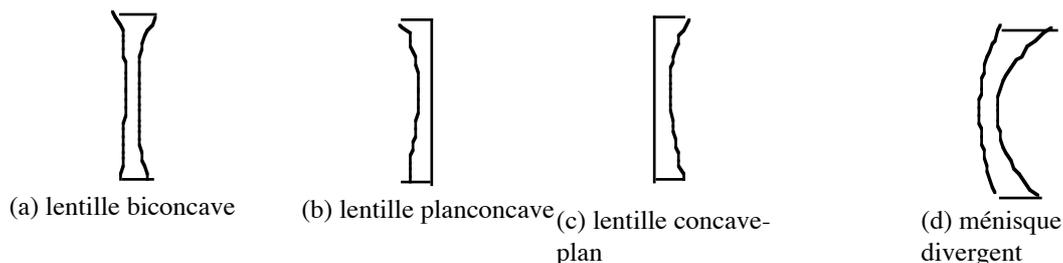
### 2.3.7.2 Optiques de transmission

#### Lentilles

La figure ci-après montre les différents types de lentilles minces rencontrées; on peut les regrouper en deux classes : les lentilles convergentes qui diminuent la divergence des faisceaux qui les traversent et les lentilles divergentes qui augmentent cette divergence.



**Fig. 2-44 : a) Lentilles positives. Ces lentilles diminuent la divergence de l'onde.**



**Fig. 2-45 : b) Lentilles négatives. Ces lentilles augmentent la divergence de l'onde.**

Le choix d'une lentille est fait en fonction de l'application visée. Les lentilles plan-convexes présentent l'avantage de limiter les aberrations sphériques si un faisceau parallèle est incident sur la face convexe.

Les lentilles biconvexes doivent être utilisées de préférence dans les systèmes imageurs, lorsque l'objet et l'image sont disposées de façon symétrique de chaque côté de la lentille.

Les caractéristiques d'une lentille sont les suivantes :

- distance focale,
- tolérance sur la distance focale (typique : 0,5 %),
- diamètre, planéité (valeur typique :  $\lambda/10$  à  $\lambda$  spécifié),
- traitement de surface. Les traitements de surface permettent de diminuer, voire de supprimer les réflexions parasites sur les surfaces d'entrée et de sortie des lentilles. Les traitements existent pour toute la plage utile du spectre optique : de l'UV (200 nm) au proche IR (2  $\mu$ m). Ils sont réalisés par faisceaux d'électrons, sont durs, présentent des pertes par absorption faibles et résistent bien aux flux intenses. De plus, ils sont insolubles dans l'eau, l'alcool, l'acétone, les détergents et les acides (sauf l'acide fluorhydrique).

Il existe divers types de traitement :

-> *anti-reflet étroit* (ou traitement en V) pour les optiques utilisées à une longueur d'onde déterminée. Il est réalisable sur des matériaux d'indice de réfraction compris entre 1,45 et 1,90. La réflexion au centre de bande est inférieure ou égale à 0,25 %. Les performances du traitement dépendent de l'angle d'incidence; les valeurs standards sont 0 et 45°. Les traitements présentent une bonne tenue aux flux intenses par exemple, 5 GW/cm<sup>2</sup> à 1,06  $\mu$ m pour une impulsion d'une nanoseconde et 5 MW/cm<sup>2</sup> pour faisceau continu.

-> *antireflet large bande*. Ce sont des traitements offrant une réflectivité moyenne inférieure à 0,5 % sur une large bande de longueur d'onde (200 à 500 nm suivant la longueur d'onde du centre de la bande considérée)

-> *antireflet double bande* (double V). Ces traitements sont utilisés lorsqu'une faible réflectivité est nécessaire à deux longueurs d'onde en même temps. L'incidence doit être spécifiée (en général 0 ou 45 °). Un exemple de traitement souvent utilisé : 1064/532 nm, longueurs d'onde obtenue à la sortie d'un laser à Nd:YAG et après doublement de la fréquence.

## Objectifs

Les lentilles simples ne suffisent pas beaucoup d'applications. On utilise alors des groupes de lentilles ou objectifs, dont les caractéristiques sont :

- la résolution (ou pouvoir séparateur); celui-ci dépend du diamètre  $D$  du diaphragme et est sensiblement égal à  $1,22 \frac{\lambda}{D}$ .

- le nombre d'ouverture  $N = f/D$  variable si le système contient un diaphragme à diamètre ajustable.

Sur un objectif d'appareil photographique,  $N$  est repéré des nombres en progression géométrique de raison  $\sqrt{2}$  ; l'éclairement de l'image formée est divisée par 2 d'une valeur d'ouverture à la valeur supérieure.

### Lentille bifocale

Pour certaines applications il est souhaitable que la tache de focalisation soit allongée ; c'est le cas pour la découpe de matériaux par faisceau laser. Une solution consiste à insérer deux lentilles l'une dans l'autre de manière à obtenir deux taches focales séparées de quelques millimètres (figure ci-après).

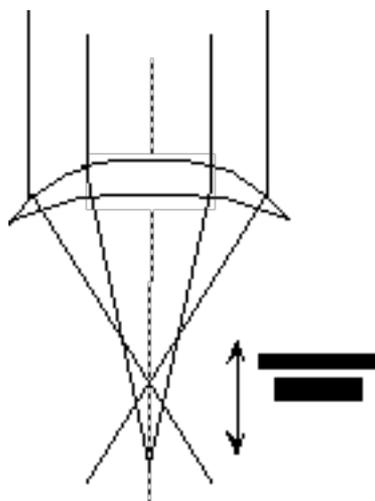


Fig. 2-46 : Lentille bifocale : la tache focale est allongée.

### Lentilles à gradient d'indice

Il est devenu possible de fabriquer des composants optiques constitués de matériaux à variation régulière d'indice. Il existe en particulier des lentilles à gradient d'indice (ou lentilles 'Selfoc') qui peuvent être utilisées pour changer la divergence d'un faisceau lumineux. Les lentilles-fibres sont utilisées pour relayer une image à partir d'un endroit difficile d'accès , par exemple dans les endoscopes médicaux.

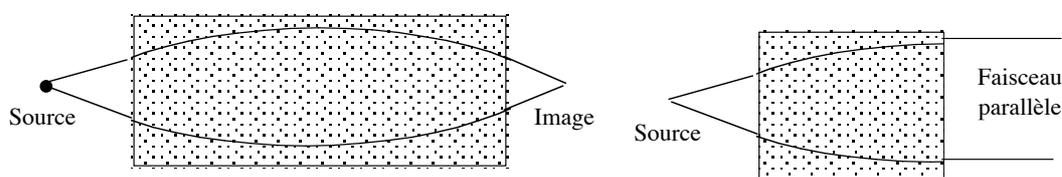


Fig. 2-47 : Exemples de lentilles à gradient d'indice.

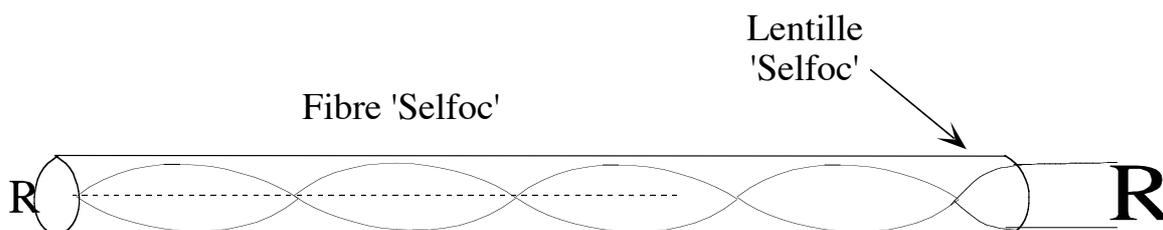


Fig. 2-48 : Fibre à gradient d'indice associée à une lentille 'Selfoc' utilisée en endoscopie.

Fenêtres, hublots

Fenêtre de Brewster : ce sont des lames orientées à l'angle de polarisation; leur particularité est de laisser passer totalement la composante P de polarisation. On les rencontre souvent dans les cavités de laser.

Hublot d'isolation : ce sont des parois transparentes et traitées anti-réflexion à une longueur d'onde donnée et servant à laisser passer un rayonnement monochromatique tout en assurant étanchéité pour des liquides ou des gaz.

### Coin optique

En utilisant le phénomène de réfraction de la lumière au passage d'un dioptre, il est possible d'orienter un faisceau laser dans une direction quelconque. La figure ci-après montre :

(a) la déviation d'un faisceau par un coin optique (lame dont les faces font un petit angle  $\alpha$ ). La déviation d'un faisceau normal à l'une des faces est égale est donnée par :

$$\Delta = (n - 1) \alpha.$$

(b) l'orientation d'un faisceau par un dispositif constitué de deux coins optiques. Par rotation des deux optiques, il est possible de faire décrire au faisceau de sortie un cône d'angle au sommet  $\delta_{\max}$  égal à  $4\Delta$ .

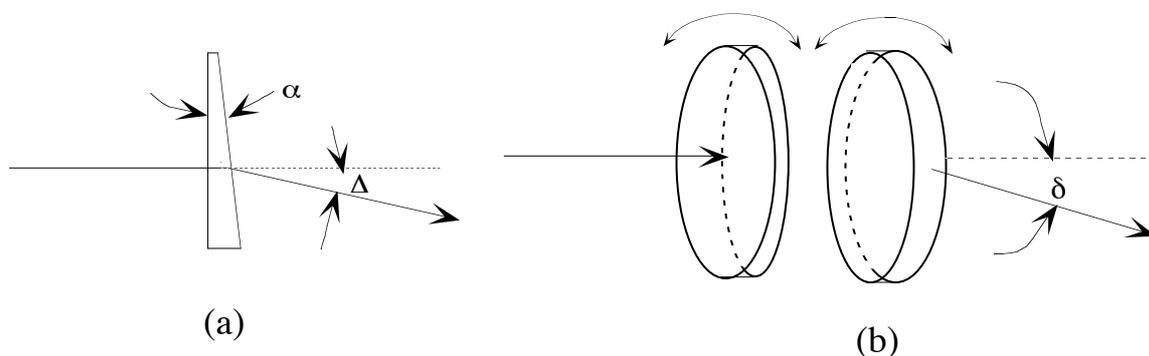


Fig. 2-49 : Coin optique.

### Filtres

Les filtres sont utilisés pour sélectionner une partie du spectre d'un rayonnement. Placé devant un détecteur, un filtre permet d'isoler le rayonnement utile du rayonnement ambiant.

Un **filtre passe-bande** laisse passer une bande spectrale centrée sur une longueur d'onde donnée. Ses caractéristiques principales sont : la longueur d'onde centrale, la transmission au centre de bande, la largeur de la bande transmise à 50 % du maximum. Dans le visible, les bandes les plus étroites sont voisines de 1 nm.

Les **filtres passe-haut** et les **filtres passe-bas** permettent de rejeter une partie du spectre d'une côté ou de l'autre d'une longueur d'onde donnée. L'association d'un filtre passe-haut et d'un filtre passe-bas permet d'obtenir un filtre passe-bande de largeur quelconque. Il est parfois utile de séparer les composantes IR ou UV d'un spectre; il existe des miroirs utilisés à  $0^\circ$ , dont la fonction est de réfléchir l'IR et de transmettre le visible. D'autres miroirs utilisés à  $45^\circ$  permettent de réfléchir le visible et de transmettre l'IR. L'équivalent existe pour l'UV.

Les **lames dichroïques** permettent de séparer deux composantes spectrales données. Ces lames sont en général prévues pour une incidence de  $45^\circ$ .

Les **densités optiques (ou miroir semi-transparent)** sont utilisées pour atténuer un faisceau. L'atténuation est obtenue par absorption, ou par réflexion, ou encore par une combinaison d'absorption et de réflexion.

### Fibre optique :

Une fibre optique guide la lumière grâce au phénomène de la réflexion totale interne. Les rayons incidents sur la partie centrale, le cœur, sont totalement réfléchis à l'interface cœur-gaine si  $n_c > n_g$ .

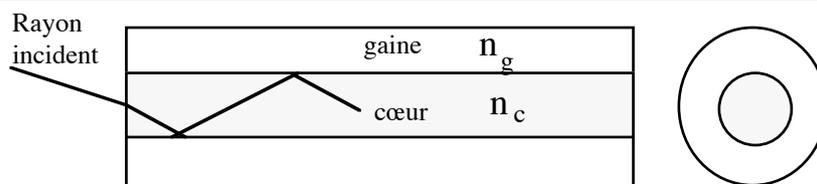


Fig. 2-50 : Fibre optique

Prismes (- de Littrow, de Dove, de Porro, de Pellin-Broca)

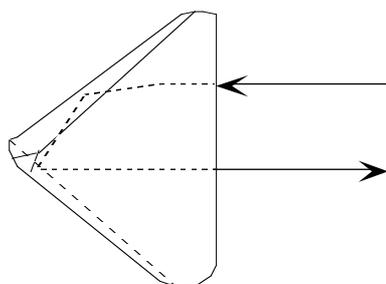


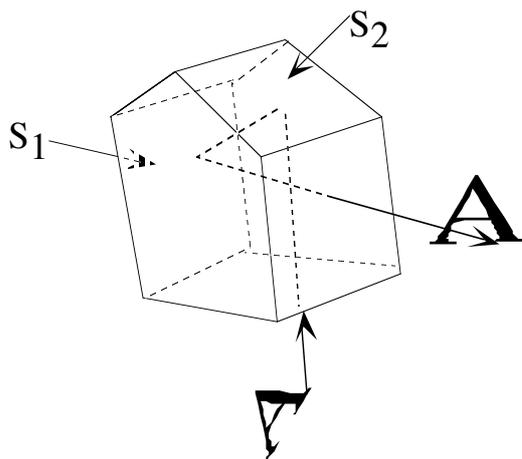
Fig. 2-51 : Prismes

a) Prisme rétroréflacteur

Les caractéristiques du prisme sont : ses dimensions à  $\pm 0,15$  mm; la déviation en seconde d'arc; la distorsion du front d'onde (en fraction de longueur d'onde); le type de recouvrement (AR sur la face d'entrée, métallique sur les faces arrière; la déviation du faisceau réfléchi par rapport au faisceau incident.

b) Pentaprisme.

Un pentaprisme dévie un faisceau de  $90^\circ$  sans changer l'orientation d'une image. Les surfaces S1 et S2 sont recouvertes d'une couche réfléchissante en aluminium.



Exemple de caractéristiques:

Dimensions :

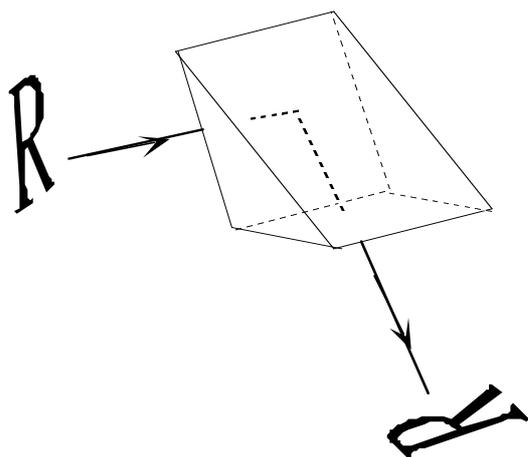
10mmx10mmx10,8mm  $\pm 0,15$  mm

Tolérance sur la déviation à  $90^\circ$ :  $< 3$  minutes d'arc (ou  $< 10$  secondes d'arc)

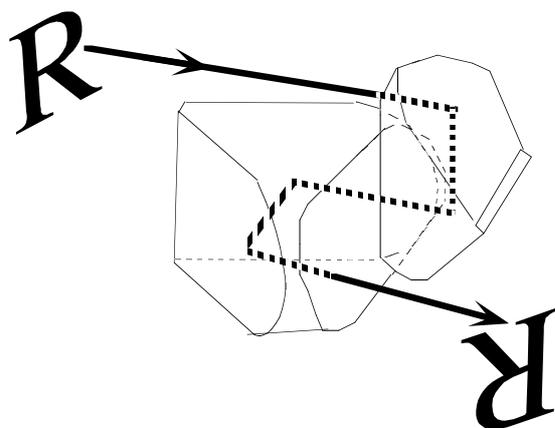
Planéité :  $2 \lambda$  à 546,1 nm (ou  $\lambda/4$  à 546,1 nm)

Recouvrement : aluminium

Réflexivité :  $> 90\%$  entre 400 nm et 800 nm



c) Prisme d'angle droit (à réflexion totale). Les rayons sont déviés de  $90^\circ$ . L'image réfléchie est inversée par rapport à l'image incidente.



d) Double prisme de Porro

Le prisme de Porro, utilisé dans les télescopes et binoculaires, est un prisme à angle droit dans lequel le faisceau entrant à incidence normale sur la face hypoténuse, en sort par la même face suivant la même direction. Une image est inversée par cette réflexion à  $180^\circ$ . La combinaison de deux prismes permet de redresser l'image.

Exemple de caractéristiques données pour un prisme de Porro : (Catalogue Melles-Griot)  
 Matériau : crown,  $n = 1,523$  Dimension :  $15\text{mm} \times 36\text{ mm} \pm 0,25\text{ mm}$  Planéité :  $5\lambda$  à  $546,1\text{ nm}$  - Largeur du plan au sommet : 2 à 3 mm.

### 2.3.7.3 Polariseurs

Polariseur à prisme (prisme de Glan ou de Nicol) : le cristal décompose l'onde non polarisée en deux composantes à polarisation rectiligne qui sont séparées au niveau d'une interface

Lames d'onde

Une **lame quart-d'onde** (déphasage égal à  $q\lambda + \lambda/4$ ,  $q$  étant un nombre entier) transforme une lumière de longueur donnée, polarisée linéairement en lumière polarisée circulairement.

Une **lame demi-onde** (déphasage de  $q\lambda + \lambda/2$ ) transforme une lumière polarisée linéairement en une onde polarisée également linéairement mais avec une direction de polarisation perpendiculaire à la première. Les lames quart-d'onde et demi-onde sont en général à ordre multiple (nombre  $q$  non nul dans l'expression du décalage). Il existe également des **lames d'ordre 0** constituées de deux lames d'ordre multiple dont les axes optiques sont perpendiculaires et la différence d'épaisseur annule la partie entière du déphasage. Ces lames sont moins sensibles à la température que les lames d'ordre multiple et peuvent être utilisées sur large bande de longueur d'onde, ce qui les rend indispensables dans le cas de lasers accordables.

## 2.3.8 Instruments d'optique utilisés pour former des images

### 2.3.8.1 Classification.

- Instruments oculaires. Fonction : aider l'œil dans l'observation (objectifs, oculaires)
- Instruments de projection ( donnent une image réelle sur un écran)
- Instruments d'analyse ( analyse la lumière; Exemple : spectrographe).

### 2.3.8.2 Caractéristiques.

- a) Dimensions de l'image : grandissement, puissance, grossissement;
- b) Champ (portion de l'objet est reproduite sans défaut);
- c) Clarté (indique la luminosité des images);
- d) Pouvoir séparateur ( et fonction de transfert de modulation); le pouvoir séparateur indique la finesse des détails conservés par l'appareil.

### 2.3.8.3 Dimensions de l'image.

- a) Grandissement (pour les instruments qui fournissent une image réelle).

Le grandissement est défini par l'égalité  $\gamma = \frac{y'}{y}$ , y étant la hauteur de l'objet et y' la hauteur de l'image.

- b) Puissance (définie pour les appareils destinés à la vision d'objets rapprochés) :

$P = \frac{\theta'}{y}$ ;  $\theta'$  ( en radians) est l'angle apparent sous lequel l'objet est vu à travers l'instrument. La

puissance s'exprime en dioptries. La puissance d'un instrument dépend de la position de l'image définitive et de la position de l'œil par rapport à l'instrument. La puissance intrinsèque correspond à une image définitive située à l'infini et es égale en valeur absolue à la convergence du système.

- c) Grossissement.

$G = \frac{\theta'}{\theta}$ ;  $\theta$  est l'angle sous lequel l'objet est vu à l'œil nu. Le grossissement est dit intrinsèque lorsque

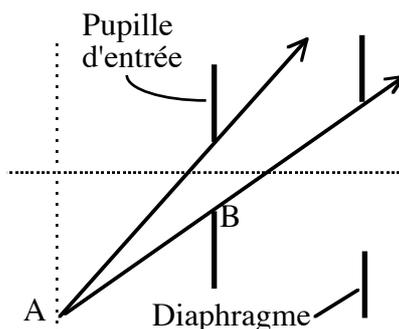
l'image finale est à l'infini.

Remarque : Le grossissement fourni par un instrument dépend aussi des caractéristiques de l'œil de l'observateur. Pour les objets rapprochés, il est nécessaire de définir les conditions de mesure de  $\theta$ . En prenant un objet situé au punctum proximum (distance minimale de vision correcte)  $\Delta p$ , on a

$$\theta \approx \frac{y}{\Delta p} \text{ et } G = \theta' \frac{\Delta p}{y} . \Delta p \text{ dépend de l'observateur; on prend par convention } \Delta p = 0,25 \text{ m.}$$

### 2.3.8.4 Le champ.

On distingue un champ le long de l'axe (champ en profondeur) et un champ mesuré à partir de l'axe (champ en largeur).



**Fig. 2-52 : Limitation du champ par la pupille d'entrée et le diaphragme.**

Le rayon AB définit la limite du champ total.

#### **Champ en largeur.**

Un système optique contient un ensemble de diaphragmes (réels ou formés par les bords des composants) qui limitent l'ouverture du faisceau issu d'un point situé sur l'axe du système. L'angle du faisceau issu d'un point en dehors de l'axe subit une limitation encore plus grande, à l'origine du vignettage. On définit ainsi un champ moyen qui est tel que, pour tout point  $A_m$  de ce champ, le rayon moyen ( passant par le centre de la pupille d'entrée) du faisceau qui entre dans l'instrument, en sort.

Le champ en pleine lumière ou champ total est tel que tout rayon issu de ce point qui entre dans l'instrument, en sort (rayon AB sur la figure qui suit).

### Champ en profondeur.

Dans les instruments de projection, la profondeur du champ dépend de la limite de résolution du support de l'image. Pour déterminer ce paramètre, il faut déterminer la dimension  $g$  du grain du récepteur. Pour cela, on projette sur le récepteur une mire périodique (succession de lignes claires et de lignes sombres). Les lignes peuvent être distinguées si la période de la mire est supérieure à  $g$ . La dimension du grain est la plus petite période qui peut être enregistrée par le récepteur. En pratique il n'est pas possible de faire une distinction entre une image de dimension inférieure à  $g$  et une autre de diamètre  $g$ .

On définit la profondeur de champ  $P_{ch}$  comme la distance entre deux plans extrêmes dont les points sont vus de façon nette au travers de l'instrument sans qu'on ait à toucher à la mise au point entre les deux visées.

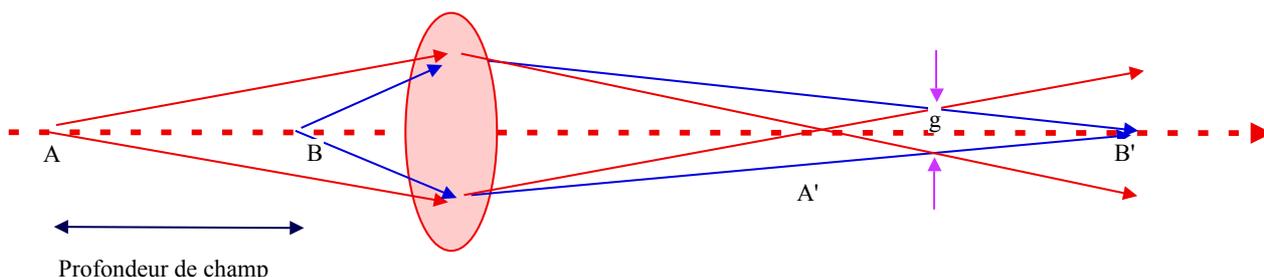


Fig. 2-53 : Profondeur de champ

$g$  (exagéré sur le dessin) correspond au diamètre minimum d'un point image (paramètre lié à la taille d'un élément du détecteur d'image). Les points situés entre A et B fournissent un cône lumineux dont la trace dans le plan P est inférieure à  $g$ . La distance AB est appelée profondeur de champ. Une image sur un détecteur apparaîtra nette si le pixel du détecteur est supérieur à  $g$ .

### Profondeur de foyer $P_F$ .

Pour définir la profondeur de foyer, on considère la trace du faisceau issu de A (figure ci-dessous). Soient P1 et P2 les plans dans lesquels la trace du faisceau est égale à la dimension du grain du support d'image. La distance  $P_F$  entre les plans P1 et P2 est appelée profondeur de foyer.

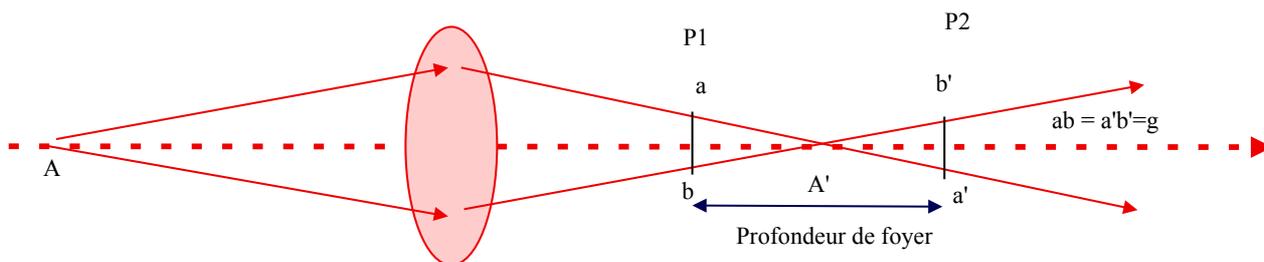


Fig. 2-54 : Profondeur de foyer

#### 2.3.8.5 Clarté.

La clarté d'un instrument d'observation est définie comme le rapport entre la quantité de lumière impressionnant l'unité de surface de la rétine en vision indirecte (au travers de l'instrument) et la même grandeur en vision directe (à l'œil nu). Pour une source ponctuelle, la clarté est égale au rapport des flux.

#### 2.3.8.6 Pouvoir séparateur et fonction de transfert de modulation.

Le pouvoir séparateur  $\varepsilon$  d'un instrument dépend de la longueur d'onde du rayonnement et du diamètre  $D$  du faisceau admissible à travers l'instrument.  $\varepsilon$  est évalué en utilisant la formule suivante :

$$(2.40) \quad \varepsilon = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{D} .$$

La fonction de transfert de modulation (FTM) est une mesure quantitative de la qualité des images formées par un instrument. Cette caractéristique peut être reliée à la quantité d'informations contenue dans l'image, exprimée en fréquences spatiales.

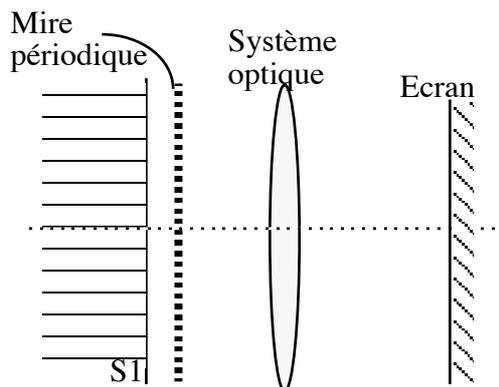


Fig. 2-55 : Dispositif d'évaluation de la FTM.

Pour mesurer la FTM, on utilise une mire dont la transmission est sinusoïdale et varie entre  $T_{\max}$  et  $T_{\min}$ . S1 est une surface uniformément éclairée. L'éclairement sur l'écran placé après la lentille est également périodique et varie entre  $E_{\max}$  et  $E_{\min}$ . On définit le contraste (ou modulation) de la mire  $T_m$  et de l'image ( $T_i$ ) :

$$(2.41) \quad T_m = \frac{T_{\max} - T_{\min}}{T_{\max} + T_{\min}} \quad \text{et} \quad T_i = \frac{E_{\max} - E_{\min}}{E_{\max} + E_{\min}}$$

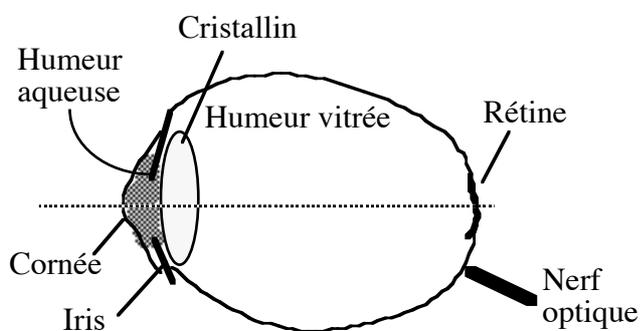
La FTM est définie par la relation suivante :

$$(2.42) \quad \text{MTF} = \frac{T_i}{T_m}$$

### 2.3.8.7 Exemples d'instruments

#### L'œil

La structure de l'œil est représentée schématiquement sur la figure ci-après. Du point de vue optique, l'œil est une lentille à focale ajustable : la distance lentille-image étant fixe, l'accommodation se fait par changement du rayon de courbure des faces du cristallin sous l'action de ligaments, les procès ciliaires. La partie photosensible, la rétine où se forme l'image, est constituée de deux types de cellules, les bâtonnets et les cônes; les cônes servent lorsque la luminosité est grande alors que les bâtonnets sont actifs en lumière faible. Un cône a un diamètre voisin de  $5 \mu\text{m}$ , ce qui limite le pouvoir séparateur de l'œil à environ une minute sexagésimale. L'angle de champ est compris entre  $40$  et  $50^\circ$ , d'où la valeur choisie pour l'angle de champ des objectifs photographiques courants.



Le globe oculaire a environ 2 cm de diamètre. La rétine présente une partie centrale, appelée macula, où la sensibilité est maximale. Le cristallin est une lentille biconvexe d'environ 5 mm de diamètre, placée à environ 15 mm de la rétine. Les indices des milieux liquides, l'humeur aqueuse avant le cristallin et l'humeur vitrée après celle-ci, sont voisins de celui de l'eau. L'iris est une membrane permettant de faire varier le diamètre de la pupille d'entrée (entre 2 et 7 mm)

Fig. 2-56 : Schéma de l'œil.

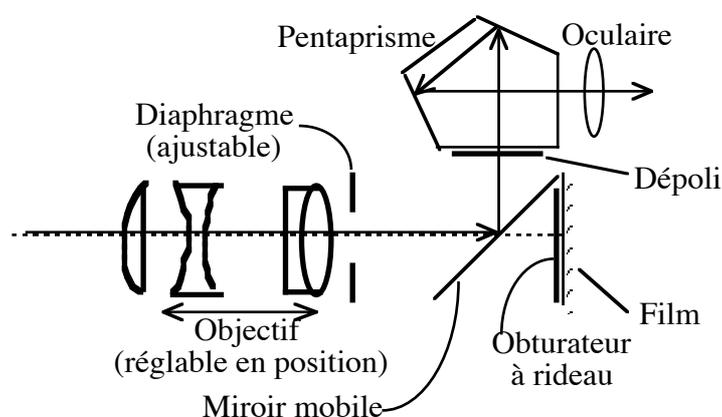
## Loupes et oculaires

Une loupe, constituée d'une ou plusieurs lentilles, permet de créer devant l'œil une image virtuelle plus grande que l'objet que l'on cherche à observer. Les oculaires sont des loupes montées sur des instruments d'optique et servant à faciliter l'observation des images fournies par les objectifs.

### Objectifs

Un objectif est la partie antérieure d'un instrument imageur. Le nombre et la disposition des lentilles constituant un objectif dépend des caractéristiques recherchées. Un objectif est caractérisé par sa distance focale (fixe ou variable), son ouverture numérique minimale  $N_{\min} = \frac{f}{D_{\max}}$  et son pouvoir séparateur (fixée par le diamètre maximum d'ouverture  $D_{\max}$ )  $\varepsilon(rd) = \frac{12''}{D_{\max}}$ .

La figure ci-après montre l'exemple de l'objectif d'un appareil photographique.



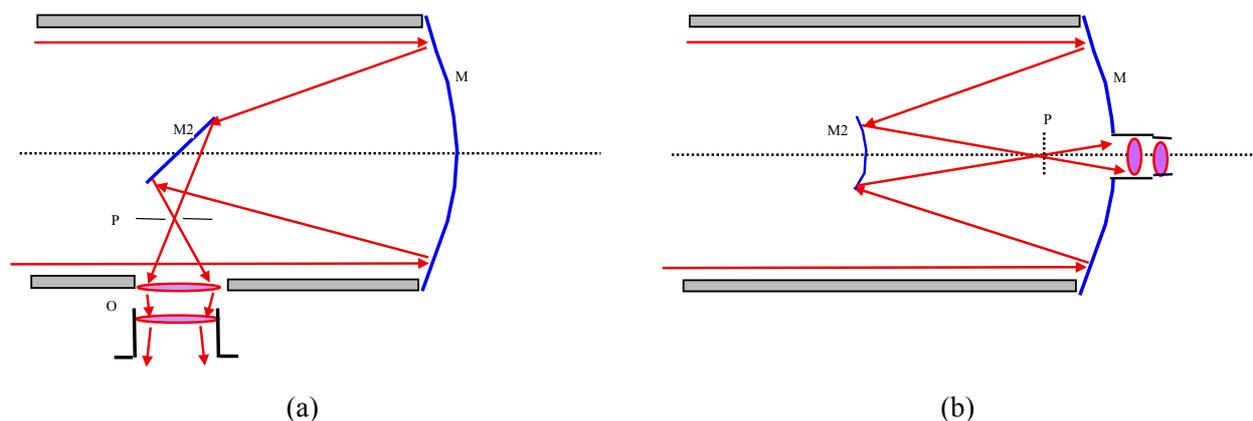
**Fig. 2-57 : Appareil photographique réflex à objectif unique**

La lumière traverse l'objectif et le diaphragme. Lors des réglages et de la mesure des paramètres de prise de vue, un miroir mobile permet de former sur un dépoli, l'image telle qu'elle apparaîtra sur le film. L'image peut ainsi être observée par l'intermédiaire d'un pentaprisme et d'un oculaire. Lors du déclenchement de l'obturateur, le miroir est escamoté automatiquement vers le haut et le film peut recevoir la lumière.

### Télescopes

Les instruments d'optique ont pour première fonction d'améliorer les performances de l'œil. Observer les astres a été l'une des premières préoccupations 'scientifiques' de l'humanité, et le télescope a été inventé dans ce but. L'un des premiers télescope à voir le jour a été celui de Newton vers 1671. Le principe est présenté la figure ci-après. M1 est un miroir concave de focale  $f_1$ ; M2 est un miroir plan incliné à  $45^\circ$ . L'image de la source située à l'infini est formée dans le plan P. Cette image est observée à l'aide de l'oculaire O, de focale  $f_2$ .

Dans le télescope de Cassegrain, le miroir plan est remplacé par un miroir convexe. L'image est formée au voisinage du centre du miroir sphérique; un trou percé dans celui-ci permet de placer l'oculaire pour observer l'image.



**Fig. 2-58 : a) Télescope de Newton - b) Télescope de Cassegrain**

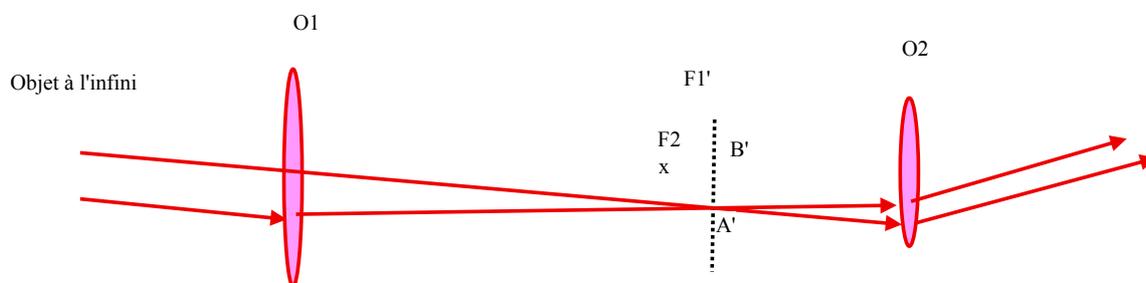
Le grossissement d'un télescope de Newton est égal au rapport des distances focales  $f_1$  et  $f_2$  ( $G = \frac{f_1}{f_2}$ )

; celui d'un télescope de Cassegrain est égal à  $\gamma \frac{f_1}{f_2}$ ,  $\gamma$  étant le grandissement dû au miroir convexe.

Le pouvoir séparateur du télescope dépend de son diamètre; un télescope de 5 m de diamètre a un pouvoir séparateur d'environ  $2/10^{\text{ème}}$  de seconde d'arc.

### Lunette astronomique et lunette terrestre

La lunette astronomique sert à observer les astres, mais aussi des objets très éloignés à la surface de la terre. Le schéma de principe est présenté sur la figure. L'image formée par l'objectif et observée par l'oculaire, est inversée; ceci n'est pas gênant dans le cas d'une observation astronomique mais l'est s'il s'agit d'observer un objet terrestre. On utilise alors une lunette dite 'terrestre' dans laquelle l'image est redressée, soit à l'aide d'un objectif supplémentaire, soit à l'aide de prismes de Porro.



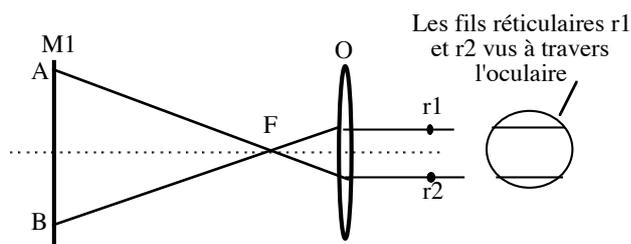
**Fig. 2-59 : Lunette astronomique**

O1 est un objectif convergent de grande ouverture et de focale 0,2 à 20 m. L'objectif O1 forme l'image d'un objet éloigné dans son plan focal ( $\pi$ ). O2 est un oculaire qui permet l'observation de l'image ainsi formée. L'appareil est caractérisé par son grossissement égal au rapport des distances focales et par son pouvoir séparateur.

### Lunette stadimétrique et anallatique

En utilisant des mires (ou stadias) observées à travers une lunette, il est possible de faire des mesures de distance. Le principe de la mesure stadimétrique des distances est présenté sur la figure. L'appareil comporte un objectif de foyer F.  $r_1$  et  $r_2$  sont des fils réticulaires situés derrière l'objectif. Soient deux mires M1 et M2 que l'on observe à travers l'objectif. Les distances A1B1 et apparaissant entre les images des fils réticulaires données par l'oculaire, sont proportionnels à l'éloignement respectif de M1 et M2. En multipliant la longueur du segment de mire intercepté par le rapport stadimétrique (50, 100 ou 200), on obtient la distance du foyer F à la mire. La lunette est dite à angle variable si la distance entre les fils est ajustable. Il est possible d'obtenir la distance de la mire à la verticale de la station avec une lunette incorporant une lentille

convergente (ou verre anallatiseur) supplémentaire placée entre l'objectif et son foyer image. La lunette est alors dite anallatique.



**Fig. 2-60 : Lunette stadimétrique pour la mesure de distance.**

En connaissant la longueur du segment AB de la mire vu entre les deux fils réticulaires d'écartement connu, il est possible d'obtenir la distance de la mire au foyer F.

### Théodolite

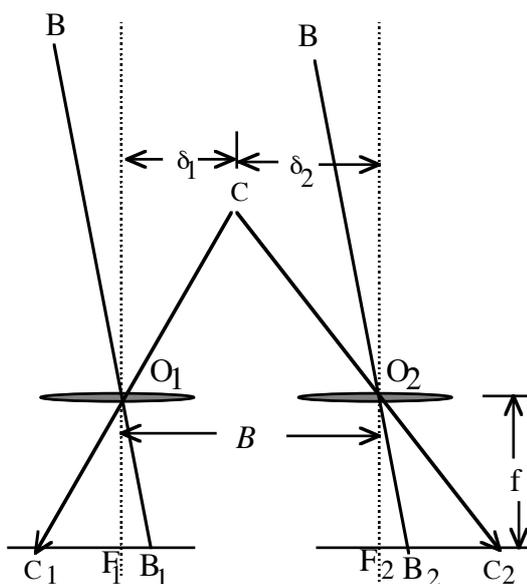
Le théodolite est essentiellement une lunette astronomique montée sur une tourelle orientable dans le plan vertical et dans le plan horizontal, le tout monté sur un triangle à vis de réglage d'horizontalité. Un réticule présentant une croisée, permet de faire passer l'axe optique par un objet éloigné, observé à travers l'objectif. Des dispositifs micrométriques à base de lames optiques à faces parallèles permettent de repérer une position angulaire avec une incertitude de  $10^{-4}$  degré.

### Télémetre à coïncidence

Le télémetre à coïncidence est composé de deux lunettes identiques constituée des objectifs O1 et O2 de distance focale f, d'axes parallèles. La distance C1C2 constitue la base B du télémetre. A un point lumineux A à l'infini, situé sur l'axe de l'appareil, correspondent deux images situées aux foyers F1 et F2 des objectifs; à un point B également à l'infini situés en dehors de l'axe de l'appareil correspondent deux images B1 et B2 tels que  $F1B1 = F2B2$ . Un point C situé à une distance finie Δ et éloigné des axes des objectifs, respectivement de δ1 et δ2 donne deux images C1 et C2. On peut écrire les égalités suivantes

$$\frac{f}{\Delta} = \frac{F_1C_1}{\delta_1} = \frac{F_2C_2}{\delta_2} = \frac{F_1C_1 + F_2C_2}{\delta_1 + \delta_2}$$

et déduire l'expression pour calculer la distance D  $\Delta = \frac{f B}{F_1C_1 + F_2C_2}$ . B et f sont des caractéristiques de l'appareil; il suffit donc de déterminer les distances F1C1 et F2C2 pour trouver Δ.



**Fig. 2-61 : Principe du télémetre à coïncidence**

## 2.4 Optique physique

### 2.4.1 Polarisation

Les notions liées à la polarisation sont développées dans le chapitre 8 de mon cours "*Vibrations et Ondes - Ondes électromagnétiques*".

### 2.4.2 Interférences

#### 2.4.2.1 Principe de superposition

La superposition de deux ondes de caractéristiques voisines (amplitude, fréquence, phase, direction de propagation, polarisation) donne naissance au phénomène d'interférence. Considérons le cas le plus simple où deux ondes planes  $O_1$ , d'amplitude  $E_1 = E_0 \cos(\omega t - kz)$  et  $O_2$ , d'amplitude  $E_2 = E_0 \cos(\omega t - kz + \Phi)$  se propageant le long d'un même axe  $Oz$ . Il résulte de la superposition de ces deux ondes ne différant que par leurs phases, une onde  $O_{12}$  dont l'amplitude est donnée par :  $E_{12} = 2 E_0 \cos(\omega t + \Phi/2) \cos(\Phi)$ . Suivant la valeur de  $\Phi$ , l'amplitude de  $O_{12}$  prend une valeur comprise entre la somme des deux ondes se superposant (interférences constructives) et la valeur nulle (interférences destructives). L'interprétation du phénomène d'interférence se fait dans le cadre de la théorie ondulatoire.

#### 2.4.2.2 Interféromètre de Michelson

La figure ci-après présente l'interféromètre de Michelson. Le faisceau lumineux est divisé en deux faisceaux ; ces deux faisceaux, après avoir suivi des chemins optiques différents, se superposent sur un détecteur. La différence de phase entre les deux ondes arrivant au détecteur est :

$$(2.43) \quad \delta\Phi = 2\pi \left[ \frac{2n\Delta L \cos\theta}{\lambda} \right].$$

Si la différence de phase ne dépasse pas la limite de cohérence de la source, les deux faisceaux interfèrent sur le détecteur. Pour décrire les franges d'interférences, considérons l'expression simplifiée suivante de l'onde lumineuse issue de la source:

$$(2.44) \quad E(z,t) = E_0 \exp i(kz + \omega t + \phi_0).$$

$E(z,t)$  est le champ électrique de l'onde se déplaçant le long de l'axe  $Oz$ ;  $E_0$  est l'amplitude de l'onde;  $k = \frac{2\pi}{\lambda}$  est le nombre d'onde;  $\omega = 2\pi\nu$  est la fréquence angulaire ( $\nu$  étant la fréquence en Hz);  $\phi_0$  est la phase à l'instant d'origine en  $z=0$ .

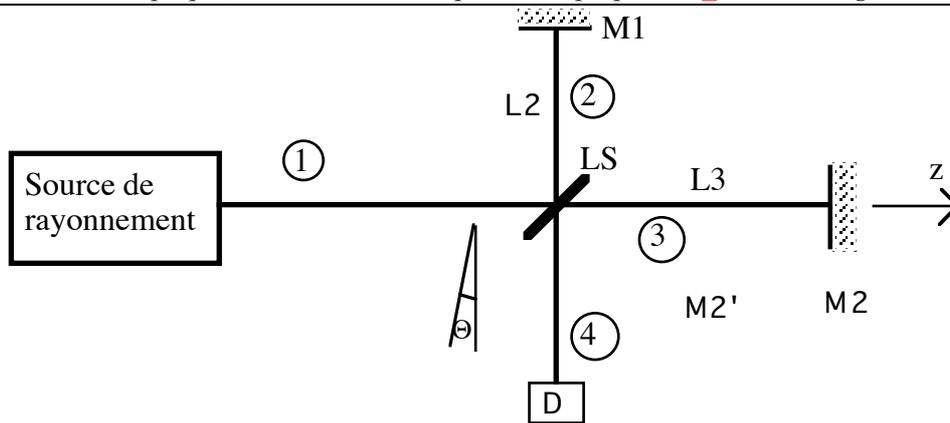
Les détecteurs de rayonnement (œil, photodiode, film photographique) sont sensibles à l'intensité et non pas à l'amplitude de l'onde. L'intensité est proportionnelle au carré de l'amplitude du champ électrique. L'intensité lumineuse résultant de la superposition des faisceaux dans le bras du détecteur est obtenue en prenant le carré de la somme des deux champs électriques :

$$(2.45) \quad I = [ E_1 \exp i(kz + \omega t + \phi_1) + E_2 \exp i(kz + \omega t + \phi_2) ]^2.$$

En développant l'expression ci-dessus, on obtient:

$$(2.46) \quad I = [ E_1 \cos(kz + \omega t + \phi_1) + E_2 \cos(kz + \omega t + \phi_2) ]^2 + [ E_1 \sin(kz + \omega t + \phi_1) + E_2 \sin(kz + \omega t + \phi_2) ]^2$$

$$I = E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos(\phi_1 - \phi_2).$$



**Fig. 2-62 : Interféromètre de Michelson.**

Le faisceau issu de la source de rayonnement est divisé par une lame séparatrice LS. Dans le bras noté 2 de longueur L2 le faisceau est renvoyé vers LS par un miroir fixe M<sub>1</sub>. Le demi faisceau du bras 3 de longueur L3 est renvoyé par un miroir mobile M<sub>2</sub>. Les deux faisceaux se superposent à nouveau dans le bras 4 avec un décalage de phase dû à la différence de longueur des bras 2 et 3. Si les directions de propagation des deux faisceaux dans le bras 4 font un angle  $\theta$ , des franges parallèles apparaissent sur un écran placé perpendiculairement à ce bras. Le détecteur D voit une variation sinusoïdale de signal lorsque le miroir M<sub>2</sub> se déplace. Lorsque les deux faisceaux sont rigoureusement parallèles, un défilement d'une frange correspond à un déplacement de M<sub>2</sub> d'une demi-longueur d'onde. Un déplacement de l'un des miroirs d'une distance  $\Delta L$ , avec un angle  $\theta$  entre les deux faisceaux au niveau du détecteur, correspond à une variation de chemin optique de  $2 n \Delta L \cos \theta$ ,  $n$  étant l'indice du milieu; le décalage de phase correspondant entre les deux

$$\text{faisceaux est donné par l'expression } 2\pi \left[ \frac{2n \Delta L \cos \theta}{\lambda} \right]$$

On reconnaît dans cette expression la différence de phase entre les deux ondes:

$$(2.47) \quad \phi_1 - \phi_2 = \delta\phi = 2\pi \left[ \frac{2 n \Delta L \cos \theta}{\lambda} \right].$$

On peut donc écrire l'intensité lumineuse vue par le détecteur sous la forme:

$$(2.48) \quad I = I_1 + I_2 + 2 \sqrt{I_1 I_2} \cos \delta\Phi ,$$

$I_1$  et  $I_2$  étant les intensités des deux ondes se superposant. L'intensité lumineuse sur un écran placé devant le détecteur est constitué d'un fond continu (intensité  $I_1 + I_2$ ), modulé par un terme en cosinus.

Dans le cas où les deux ondes ont la même amplitude, on a:

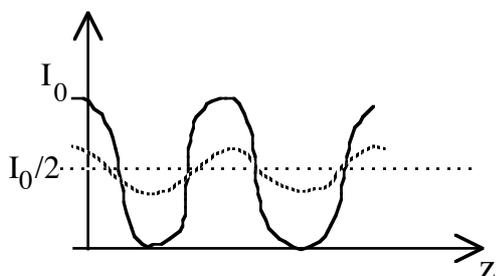
$$(2.49) \quad I = 2I_0 (1 + \cos \delta\phi),$$

$I_0$  étant l'intensité de l'onde émise par la source (on néglige les pertes dans l'interféromètre).

L'intensité est nulle pour  $\delta\phi = (2 M + 1) \pi$ ,  $M$  étant un entier.

Par opposition, une frange claire est obtenue pour  $\delta\phi = 2 M \pi$ .

Avec  $\theta = 0$  (miroirs M<sub>1</sub> perpendiculaire au miroir M<sub>2</sub>), les franges sont circulaires sur l'écran. Lorsque M<sub>1</sub> s'éloigne de la lame séparatrice, les franges s'éloignent du centre et leurs rayons augmentent. Une nouvelle frange apparaît au centre pour chaque déplacement de  $\lambda/2$  du miroir. Le signal du détecteur varie avec la position du miroir M<sub>2</sub> comme indiqué sur la figure ci-dessous.



**Fig. 2-63 : Intensité lumineuse détectée en fonction de la position du miroir mobile dans un interféromètre de Michelson.**

La visibilité est définie par  $V = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}$

— : Parfaite cohérence entre les deux ondes; la visibilité est égale à 1.

.....: La cohérence entre les deux ondes est limitée; le contraste des franges est réduit.

### 2.4.2.3 Interférence entre deux ondes de fréquences différentes: Hétérodynage.

On utilise souvent en métrologie la modulation temporelle obtenue en faisant interférer deux faisceaux lumineux de fréquence légèrement différentes. Ce phénomène est connu en acoustique sous le nom de battement. En optique, on parle d'hétérodynage. La modulation observée a lieu à une fréquence égale à la différence des deux fréquences qui se superposent.

Considérons deux ondes de fréquence  $\omega_1$  et  $\omega_2$  telles que

$\omega_1 = \omega_2 + \delta\omega$ , se déplaçant suivant un axe Oz. L'intensité résultant de la superposition de ces deux ondes est donnée par:

$$(2.50) \quad I = [ E_1 \exp i(k_1 z + \omega_1 t + \phi_1) + E_2 \exp i(k_2 z + \omega_2 t + \phi_2) ]^2$$

$$= E_1^2 + E_2^2 + 2 E_1 E_2 \cos [(k_1 - k_2) z + (\omega_1 - \omega_2)t + \delta\phi ]$$

avec  $\delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  : différence de phase entre les deux ondes.

Pour une position fixe du détecteur, le signal contient un terme variant à la fréquence  $\omega_1 - \omega_2$ . Au point z, les franges brillantes correspondent à:

$$(\omega_1 - \omega_2) t + \delta\phi = \text{Constante} .$$

Si les fréquences  $\omega_1$  et  $\omega_2$  sont suffisamment voisines, la composante à la fréquence  $\omega_1 - \omega_2$  pourra être extraite du signal du détecteur.

### 2.4.2.4 Effet Doppler.

Il existe plusieurs méthodes pour changer la fréquence d'une onde lumineuse. L'effet Doppler permet de faire un tel changement.

Lorsqu'une onde lumineuse de fréquence  $\nu$  est réfléchiée par une surface se déplaçant à la vitesse V, la fréquence de l'onde réfléchiée apparaît différente de celle de l'onde incidente. Le décalage de fréquence  $\Delta\nu$  de l'onde est donné par la relation:

$$(2.51) \quad \frac{\Delta\nu}{\nu} = 2 \frac{V}{c} , \text{ c étant la vitesse de l'onde dans le milieu.}$$

Pour  $V = 1500 \text{ cm/s}$ , soit  $54 \text{ km/h}$ , l'effet Doppler change la fréquence d'une onde de fréquence  $\nu = 10^{15} \text{ Hz}$ , de  $\frac{\Delta\nu}{\nu} = 10^{-6}$  soit  $\Delta\nu \approx 10^8 \text{ Hz}$ .

L'effet Doppler est bien connu en acoustique; l'exemple évident est celui d'un train: la fréquence du son émis, pour un observateur immobile, n'est pas la même lorsque le train s'approche et lorsque celui-ci s'éloigne.

Aux fréquences optiques, la détection du décalage Doppler est possible, aux conditions suivantes :

- la fréquence de l'onde lumineuse est très stable et

- la vitesse  $V$  n'est pas trop grande (le décalage de fréquence doit se situer entre quelques centaines de Hertz et le GigaHertz). Le décalage de fréquence est visualisé par la technique d'hétérodynage.

### 2.4.2.5 Conditions de cohérence.

Un laser émet une onde d'une très grande cohérence: les propriétés de l'onde ne changent pas de façon désordonnée dans l'espace et dans le temps.

Le champ électrique associé à un faisceau laser peut être décrit par l'expression:

$$(2.52) \quad E(r,t) = A(r,t) \exp i[kr - \omega t + \phi(r,t)] .$$

$A(r,t)$  est l'amplitude de l'onde;  $\phi(r,t)$  est la fonction de phase.

Les fonctions  $A$  et  $\phi$  varient très lentement par rapport à la variation en  $\cos(\omega t)$  de  $E$ . Ces variations fixent une limite à la cohérence de l'onde décrite par (2.53).

Si le temps de mesure de l'intensité lumineuse est long comparé au temps caractéristique pendant lequel  $\phi$  varie, l'intensité en un point quelconque du faisceau présente des fluctuations. L'intensité moyenne prend dans ces conditions une valeur identique en tous points et les franges disparaissent. Pour que les franges soient détectées, il faut que le temps de cohérence du laser soit suffisamment long pour que les deux faisceaux ayant suivi des chemins différents gardent une différence de phase constante dans le bras où ils se superposent. La relation suivante doit être vérifiée:

$$(2.53) \quad 2 \Delta L < L_{\text{coh}} = c \times \Delta t_{\text{coh}} \approx \frac{c}{\Delta \nu_{1/2}} .$$

$\Delta L$  est la différence de longueur entre les deux bras de l'interféromètre;  $L_{\text{coh}}$  est la longueur de cohérence;  $\Delta t_{\text{coh}}$  est le temps de cohérence;  $\Delta \nu_{1/2}$  est la largeur spectrale de la source. Le tableau ci-après donne quelques valeurs de longueurs de cohérence.

	$\Delta \nu_{1/2}$ (Hz)	$L_{\text{coh}}$ (cm)
Lampe à Hg à haute pression	$5.10^{12}$	0,006
Lampe à Hg à basse pression	$10^9$	30
Laser à He-Ne multimode	$10^9$	30
Laser à He-Ne monomode	$10^6$	30 000

#### Longueurs de cohérence de quelques sources usuelles.

La longueur de cohérence d'un laser à He-Ne à mode unique peut être suffisamment grande pour permettre des mesures interférométriques sur plusieurs kilomètres. La limite de précision est liée en pratique aux incertitudes sur les paramètres physiques du milieu de propagation.

Lorsque la mesure d'un décalage de fréquence est réalisée par hétérodynage, la relation suivante doit être vérifiée:

$$(2.54) \quad \frac{1}{\Delta \nu_{1/2}} > \frac{1}{\nu_1 - \nu_2} = \frac{1}{\Omega} ;$$

$\Omega$  est la fréquence de battement. La relation ci-dessus signifie que le temps de cohérence doit être supérieur à la période de battement. Si le décalage de fréquence est dû à l'effet Doppler, la relation ci-dessus permet d'écrire :

$$(2.55) \quad \frac{1}{\Delta \nu_{1/2}} > \frac{c}{2 V \nu} \quad \text{ou} \quad V > \frac{c \Delta \nu_{1/2}}{2 \nu} .$$

Cette relation fixe une limite inférieure à la vitesse qui peut être détectée par cette technique.

La cohérence spatiale est une autre caractéristique importante de la lumière laser utilisée dans un dispositif d'interférométrie. La cohérence spatiale caractérise la distribution transverse de la phase. Cette notion est en relation avec la structure de modes transverses (ou spatiaux). En interférométrie, on recherche en général le mode fondamental TEM<sub>00</sub>, de forme Gaussienne, dont la cohérence spatiale est parfaite.

**2.4.2.6 Applications de l'interféromètre de Michelson**

Mesure de distance, mesure de longueur d'onde, stabilisation de laser.

Utilisé pour une mesure de distance, un interféromètre de Michelson a une sensibilité d'une demi-longueur d'onde, soit environ 0,3 μm avec un laser à Hélium-Néon. L'étendue de mesure dépend de la cohérence de la source utilisée. Pour les distances inférieures à 10 cm, un laser multimode non stabilisé en fréquence convient. Pour les distances supérieures à 10 cm, l'utilisation d'un laser stabilisé en fréquence présentant un seul mode longitudinal s'impose. Le repérage des maximums peut se faire à mieux que λ/100.

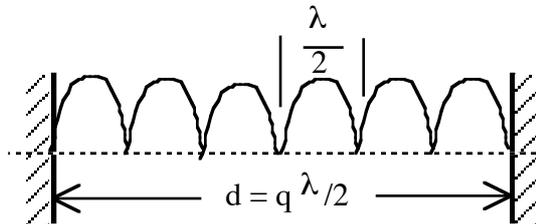
**2.4.2.7 Interféromètre de Fabry-Perot**

Considérons une onde plane entre deux miroirs plans parallèles, se propageant d'un miroir à l'autre. Les multiples ondes qui apparaîtront dans la cavité à la suite des réflexions sur les miroirs interfèrent de façon constructive si la phase pendant un aller-retour varie d'un nombre entier de fois 2π. Le résultat est une onde stationnaire entre les deux miroirs pour les composantes spectrales vérifiant la relation :

$$(2.56) \quad \frac{2\omega d}{c} = q \cdot 2\pi, \quad q, \text{ nombre entier.}$$

Les ondes dont la fréquence vérifie la relation ci-dessus sont appelées les modes axiaux (ou longitudinaux) de la cavité formée par les deux miroirs.

Le nombre q dans l'expression ci-dessus est très grand, de l'ordre de d/λ ce qui pour un rayonnement optique donne un nombre voisin de 10<sup>6</sup>. La séparation entre modes longitudinaux est égale à quelques 100 MHz. Une cavité limitée par deux miroirs forme un dispositif optique connu depuis 1899 sous le nom d'interféromètre de Fabry-Perot.



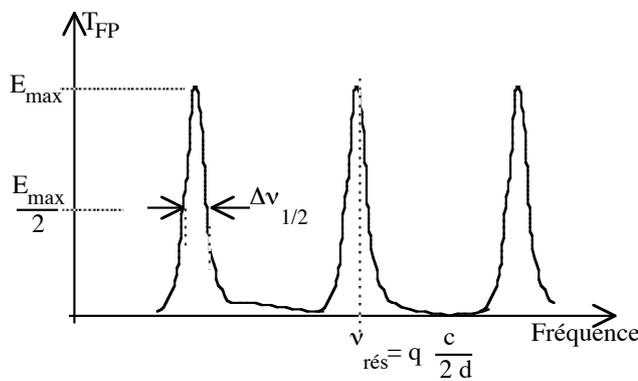
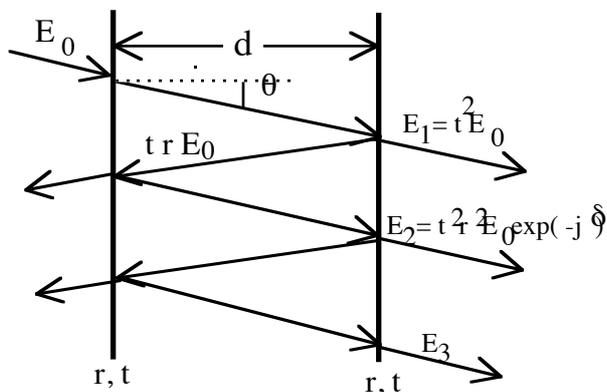
**Fig. 2-64 : Résonance dans une cavité optique**

La superposition des multiples réflexions d'une onde plane entre deux miroirs donne naissance à une onde stationnaire.

**Propriétés d'un Fabry-Perot.**

Considérons l'interféromètre de Fabry-Perot, constitué de deux lames minces réfléchissantes, représenté sur le schéma ci-après. On supposera que les lames ne présentent pas de pertes; leurs coefficients de réflexion r et de transmission t en amplitude vérifient alors la relation :

$$r^2 + t^2 = 1.$$



**Fig. 2-65 : Interféromètre de Fabry-Perot**

a) Schéma

b) Courbe de transmission spectrale d'un Fabry-Perot

On montre ( Voir « Physique et Technologie des lasers », Cours de 3<sup>ème</sup> cycle en ‘Photonique et Image’, J. Fontaine) que le coefficient de transmission  $T_{FP}$  de l’interféromètre constitué par les deux miroirs est donné par :

$$T_{FP} = \frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R)^2}{(1 - R)^2 + 4 R \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.57)$$

$R (= r^2 = 1 - t^2)$  est le coefficient de réflexion en intensité d’une lame.

$\delta = (2\pi/\lambda) 2 d \cos(\theta)$  est la différence de phase correspondant à un aller-retour entre les deux surfaces réfléchissantes. Pour un système constitué de deux lames de coefficients de réflexion  $R_1$  et  $R_2$  différents, le résultat est le suivant :

$$T = \frac{I_T}{I_0} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2 + 4 \sqrt{R_1 R_2} \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (2.58)$$

Le coefficient de transmission d’un interféromètre de Fabry-Perot est fonction des paramètres suivants : pouvoir réfléchissant des lames, distance entre les deux lames, la longueur d’onde du rayonnement incident et l’angle d’incidence à l’entrée. Pour les combinaisons des paramètres  $R$ ,  $d$ ,  $\theta$  et  $\lambda$  pour lesquelles  $d$  est égal à  $q\pi$ , l’intensité transmise est maximale :

$$T_{max} = \frac{(1 - R_1)(1 - R_2)}{(1 - \sqrt{R_1 R_2})^2} \quad (2.59)$$

Ce coefficient de transmission beaucoup plus grand que celui d’une lame seule s’explique par le fait que les interférences constructives à l’intérieur de la cavité donne naissance à une onde beaucoup plus intense que l’onde incidente; la cavité accumule l’énergie du rayonnement et dans ce sens peut être comparée à un condensateur électrique. C’est ainsi que dans une cavité de laser (voir Ch. 3), l’accumulation d’énergie ne se fait que pour les composantes spectrales vérifiant la condition de résonance. Le spectre du rayonnement émis est donc constitué de modes de la cavité.

La courbe de transmission d’un interféromètre de Fabry-Perot en fonction de  $\nu$  est montrée ci-après. Cette courbe se présente sous la forme de pics étroits séparés par des intervalles de fréquence égaux à  $c/2d$  appelés intervalle de fréquence libre.

Il est intéressant d’utiliser comme paramètre pour caractériser un Fabry-Perot, la largeur à mi-hauteur du pic de transmission à la résonance. Cette largeur est donnée par l’expression :

$$\Delta\nu_{1/2} = \frac{c}{2d} \frac{\sqrt{1 - R_1 R_2}}{\pi (R_1 R_2)^{1/4}} \quad (2.60)$$

Un autre paramètre fréquemment rencontré est le coefficient de qualité  $Q$  obtenu par la relation :

$$Q = \frac{\nu_{res}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{q \frac{c}{2d}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{2 \pi d}{\lambda} \frac{(R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (2.61)$$

Aux fréquences optiques, le coefficient  $Q$  étant un nombre très grand, on lui préfère la finesse donnée par :

$$F = \frac{\text{intervalle de fréquence libre}}{\Delta\nu_{1/2}} = \frac{\pi (R_1 R_2)^{1/4}}{1 - (R_1 R_2)^{1/2}} \quad (2.62)$$

### 2.4.2.8 Interférences dans les couches minces

Environ quatre pour-cent de la lumière visible est réfléchi sur toute interface air-verre. Les pertes dans les systèmes complexes comportant plusieurs éléments, peuvent être importantes si des recouvrements antiréfléchissants ne sont pas utilisés. Dans les systèmes imageurs, les faibles réflexions parasites entraînent également une diminution du contraste des images. L'utilisation de couches minces d'épaisseurs et d'indices déterminés permet de contrôler le pouvoir réfléchissant des surfaces optiques.

Le pouvoir réfléchissant d'une surface dépend de la différence d'indices entre milieu incident et milieu de transmission. Pour la lumière visible, la différence d'indice est voisine de 0.5 pour une interface air-verre. En utilisant une couche intermédiaire d'indice compris entre 1 et 1,5 et d'épaisseur égale à 1/4 de longueur d'onde environ, il est possible de réduire considérablement la réflexion. On utilise couramment le fluorure de magnésium (Mg F<sub>2</sub>) d'indice 1.38 à 550 nm pour les recouvrements AR dans le visible.

C'est par le biais des interférences destructives dans la couche que la réflexion de la surface disparaît. Avec un recouvrement, la lumière subit en réalité deux réflexions (une par interface). Si l'épaisseur de la couche intermédiaire est bien choisie ( $\lambda/4 + N\lambda$ , N étant un nombre entier), les deux réflexions interfèrent de façon destructive dans le premier milieu (en général l'air). Il en résulte, une réflexion inférieure à 1,5 %. Si le rayonnement est monochromatique, il est possible d'éliminer complètement la réflexion. D'après le principe de la conservation de l'énergie, la partie transmise est augmentée par interférences constructives entre les différentes ondes transmises.

Les recouvrements monocouches fonctionnent bien sur une large bande de fréquence et pour une plage assez importante de l'angle d'incidence.

A l'incidence normale, le coefficient de réflexion d'une surface recouverte d'une couche d'épaisseur  $\lambda/4$ , d'indice  $n_1$ , est donné par :

$$(2.63) \quad R = \left[ \frac{n_0 n_s - n_1^2}{n_0 n_s + n_1^2} \right]^2 ,$$

$n_s$  étant l'indice du substrat et  $n_0$  celui du milieu ambiant.

L'expression ci-dessus indique que le coefficient de réflexion R s'annule pour  $n_1^2 = n_0 n_s$ . L'annulation de R est obtenue pour une longueur d'onde donnée et pour l'incidence normale uniquement. Pour une incidence oblique, la situation est plus complexe, car l'angle de réfraction  $\theta_2$  dépend de la longueur d'onde et de l'angle d'incidence  $\theta_1$  suivant la relation :

$$(2.64) \quad \theta_2 = \arcsin\left(\frac{\sin\theta_1}{n_2(\lambda)}\right) .$$

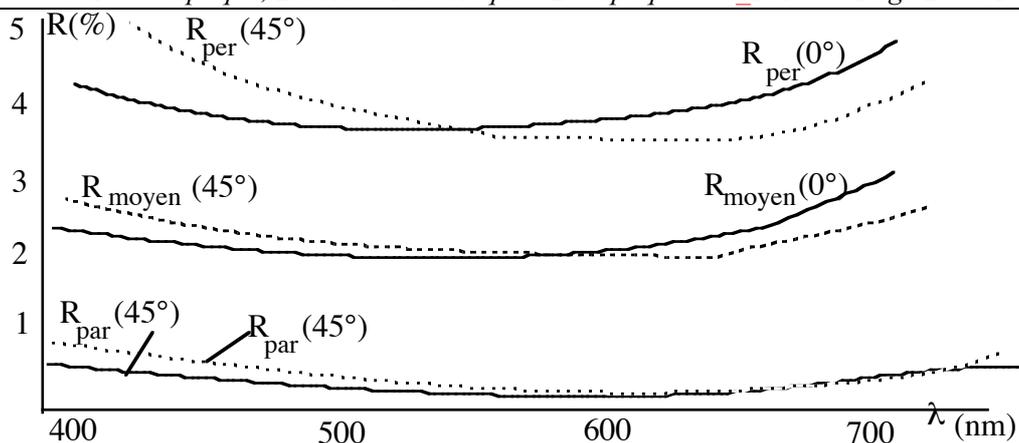
Cependant, il est toujours possible de minimiser R pour un angle d'incidence quelconque, en jouant sur les épaisseurs et les indices des couches du recouvrement.

☞ En résumé, un recouvrement anti réfléchissant donnera satisfaction :

- pour la longueur d'onde à laquelle R a été minimisé,
- pour un angle d'incidence donné.

### 2.4.2.9 Applications des interférences dans les couches minces

En utilisant les phénomènes d'interférence dans les empilements de couches minces, il est possible de modifier les propriétés de réflexion/transmission des surfaces optiques. Il est possible d'augmenter ou de diminuer le pouvoir réfléchissant d'une surface à une longueur d'onde donnée, de fixer le coefficient de réflexion à une valeur déterminée diminuer le pouvoir réfléchissant des surfaces optiques, ou encore de filtrer une longueur d'onde particulière. Suivant les performances désirées, les recouvrements sont à couche unique ou à couches multiples.



**Fig. 2-66 : Exemple de Coefficient de réflexion d'une surface à recouvrement monocouche en fonction de la longueur d'onde, de l'angle d'incidence et de la polarisation.**

#### **Recouvrement antiréfléchissant à large bande à multicouches diélectrique.**

Afin d'obtenir un pouvoir réfléchissant la plus faible possible sur une large bande spectrale, on doit utiliser un recouvrement complexe formé de plusieurs couches diélectriques. On peut ainsi obtenir  $R < 1\%$  sur une bande spectrale de  $300 \mu\text{m}$ . Ces recouvrements multicouches à large bande sont assez peu sensibles à l'angle d'incidence. En changeant l'angle d'incidence on déplace le minimum du pouvoir réfléchissant dans le spectre.

#### **Recouvrement antiréfléchissant en V**

Ce sont des recouvrements à multiples couches, qui réduisent  $R$  à 0 pour une longueur d'onde donnée et pour un angle d'incidence particulier (en général 0 ou  $45^\circ$ ). On obtient  $R < 0,25\%$  ou même  $< 0,1\%$ .

$R$  est, pour ces recouvrements, très sensible à la longueur d'onde et à l'angle d'incidence.

#### **Recouvrements réfléchissants**

Le pouvoir réfléchissant d'une surface (0,04 pour une interface air-verre) peut être augmenté à l'aide de recouvrements à multicouches diélectriques (15 à 35 couches).

Les recouvrements réfléchissants sont parfois constitués d'une couche métallique.

#### **Recouvrement métallique protégé par un recouvrement diélectrique.**

Il est utilisé principalement pour les miroirs et les prismes.

Le recouvrement métallique peut être complété par un recouvrement diélectrique afin d'augmenter le pouvoir réfléchissant dans un certain intervalle de fréquences ou d'angles d'incidence. Le recouvrement diélectrique d'une couche métallique permet aussi d'améliorer la résistance à l'abrasion et au ternissement dû à l'oxydation. Les métaux couramment utilisés sont : l'aluminium, l'argent, l'or, le rhodium.

#### **Recouvrement réfléchissant diélectrique multicouche.**

Un empilement de couches d'épaisseurs et d'indice bien choisis, permet d'atteindre des coefficients de réflexion très élevés, supérieurs aux coefficients de réflexion des recouvrements métalliques. De tels films multicouches agissent sur des bandes de fréquence larges et ne sont pas très sensibles à l'angle d'incidence.

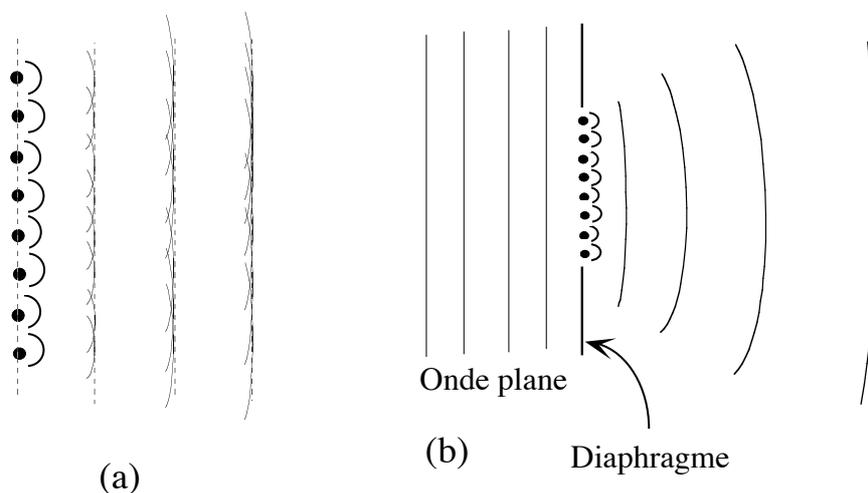
#### **Filtres interférentiels**

Ce sont des lames de verre recouvertes de plusieurs couches diélectriques qui transmettent une longueur d'onde donnée et réfléchit toutes les autres. Un tel filtre est caractérisé par son spectre de transmission et par la largeur (à mi-hauteur ou à 10%) du pic de transmission.

## 2.4.3 Diffraction

### 2.4.3.1 Introduction.

La diffraction est une caractéristique générale des phénomènes ondulatoires qui se manifeste par un étalement de l'onde lorsque celle-ci rencontre un obstacle. La modification de phase et d'amplitude de l'onde qui accompagne la diffraction est le résultat d'un phénomène d'interférences entre un grand nombre d'ondelettes. La diffraction peut en effet être expliquée par le *principe d'Huyghens-Frenel* qui stipule que chaque point sur un front d'onde peut être considéré comme une source d'ondelettes élémentaires.



**Fig. 2-67 : Décomposition de l'onde passant à travers une ouverture en ondelettes secondaires.**

Le front d'onde de l'onde diffractée est constitué par l'enveloppe des ondelettes. (a) Onde plane (la même décomposition s'applique à l'onde sphérique); (b) Onde sphérique; (c) Passage d'une onde plane à travers une ouverture : L'analyse de l'onde diffractée est faite en utilisant le principe de Huyghens. Loin de l'obstacle, le front d'onde se rapproche de l'onde plane.

La description d'une onde diffractée n'est pas simple. On distingue en pratique deux zones :

- la zone de Fresnel située dans le voisinage immédiat de l'objet diffractant, le point source étant à distance finie;
- la zone de Fraunhofer située à grande distance  $L$  de l'objet diffractant de dimension  $D$  ( $L \gg D^2/\lambda$ ) ; l'objet est lui-même situé à grande distance de la source d'éclairage.

### 2.4.3.2 Diffraction par une ouverture circulaire.

Les composants optiques, en interceptant partiellement un front d'onde sont toujours limités par la diffraction. Le champ diffracté lointain est reproduit dans la tache focale. La figure de diffraction formée par une lentille est similaire à celle produite par une ouverture circulaire; la figure ci-après montre la distribution d'intensité obtenue par diffraction d'une onde plane à travers une ouverture circulaire. La description mathématique de l'intensité dans une telle figure de diffraction, appelée tache d'Airy, est donnée par :

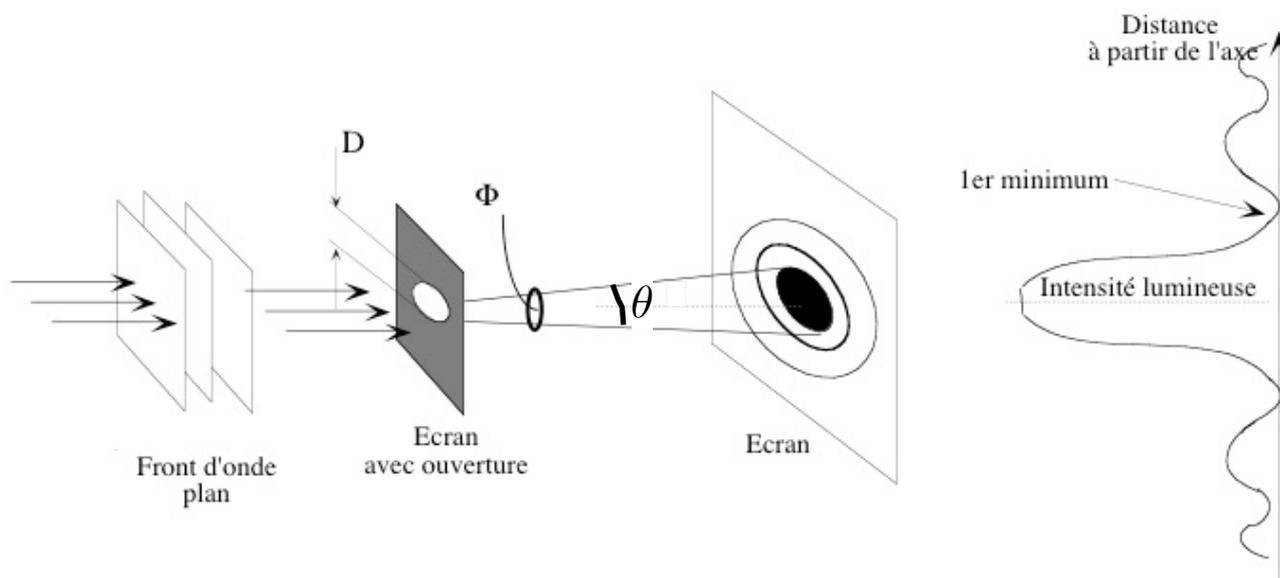
$$I_x = I_0 \left[ \frac{2 J_1(x)}{x} \right]^2 \quad \text{avec} \quad J_1(x) = \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} \frac{x^{2n-2}}{(n-1)! n! 2^{2n-1}}$$

$J_1(x)$  est la fonction de Bessel du 1<sup>er</sup> ordre;  $x$  est une coordonnée angulaire donnée par :  
 $x = \frac{\pi D}{\lambda} \sin \theta$  ,

$\theta/2$  étant l'angle entre le rayon angulaire à partir du maximum d'intensité ( $\theta$  est l'angle total d'ouverture de la partie centrale du faisceau diffracté). La tache d'Airy est constituée d'un pic central entouré d'anneaux

d'intensité décroissante. La taille angulaire de la tache centrale dépend de la longueur d'onde et du diamètre du trou. On obtient pour l'angle de divergence observé après l'ouverture

$$(2.65) \quad \sin \theta \approx \theta = 2,44 \frac{\lambda}{D}$$



**Fig. 2-68 : Diffraction d'une onde plane par une ouverture circulaire.**

(a) Montage      (b) Distribution d'intensité dans la tache d'Airy.

### 2.4.3.3 Théorème de Babinet

Les figures de diffraction à l'infini de deux ouvertures complémentaires sont identiques, à l'exception du centre. On retrouve cette identité au voisinage du foyer d'un système imageant pour la pupille considérée.

[ [http://web.cortial.net/babinet/babinet\\_index.html](http://web.cortial.net/babinet/babinet_index.html) ]

### 2.4.3.4 Diffraction de Fraunhofer.

La figure de diffraction dit de Fraunhofer est la distribution observée à une distance de l'ouverture diffractante, suffisamment grande pour être considérée à l'infini.

Cette distribution peut être ramenée à distance finie par l'utilisation d'une optique de focalisation.

### 2.4.3.5 Limites de résolution des systèmes optiques.

La dimension finie de la tache de diffraction formée par un système optique limite la résolution dans les images obtenues. En effet, si on considère deux points rapprochés dans l'image, il existe une distance minimale entre les points images à partir de laquelle les deux images ne peuvent plus être distinguées l'une de l'autre.

La figure qui suit montre les images voisines, étalées par la diffraction, de deux points sources lointains d'égale irradianance, émettant un rayonnement incohérent. La tache centrale a un diamètre angulaire  $\Phi$  fixé par les aberrations et la diffraction. Si on ne prend en compte que la diffraction, le rayon de la tache centrale correspondant à chaque point est donné par :

$$(2.66) \quad r_0 = 1,22 f \frac{\lambda}{D},$$

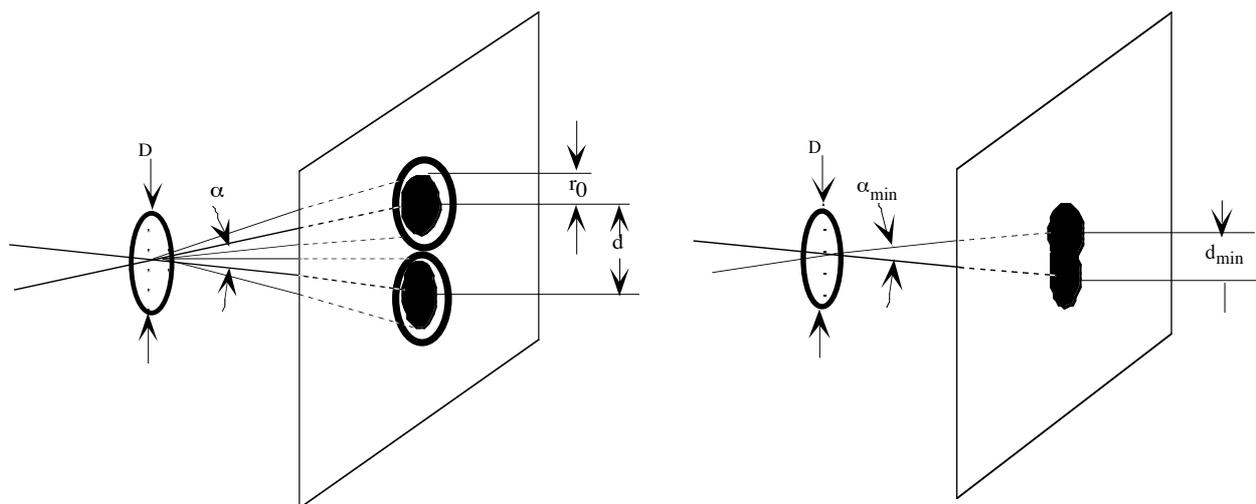
D étant ici le diamètre de la lentille ou du diaphragme limitant son ouverture. La limite de résolution est fixée par le critère de Rayleigh : les deux images peuvent être distinguées si le centre de l'une des taches centrales coïncide avec le premier minimum de l'autre tache, soit :

$$(2.68) \quad \alpha_{\min} \approx \frac{\Phi}{2} = 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

La limite de résolution spatiale dans le plan de l'image est obtenue par la relation :

$$(2.69) \quad d_{\min} = r_0$$

On caractérise en pratique un système optique par son pouvoir de résolution donné par  $(d_{\min})^{-1}$  ou  $(\alpha_{\min})^{-1}$ .



(a) les pics centraux de diffraction ne se recouvrent pas et les deux points sont séparés ;

(b) Les pics centraux de diffraction se recourent partiellement fixant une limite angulaire pour laquelle les deux points peuvent être encore distingués.

**Fig. 2-69 : Figure de diffraction dans les images formées par une lentille de deux sources ponctuelles lointaines.**

La combinaison des aberrations (approximation du 3<sup>ème</sup> ordre) et de la diffraction donne un point image dont le rayon angulaire s'écrit :

$$(2.67) \quad \Phi = \frac{K(n)}{2 f^3} D^3 + 1,22 \frac{\lambda}{D}$$

K(n) est un coefficient dépendant de l'indice de la lentille et de la forme de la lentille. Le premier terme est dû aux aberrations, le second à la diffraction. Cette relation montre que les effets de diffraction diminuent lorsque le diamètre de l'ouverture est augmenté mais ce sont alors les aberrations qui deviennent vite gênantes. Pour un rapport de conjugaison donné, il existe donc un diamètre optimal d'ouverture qui fournit la tache image la moins floue.

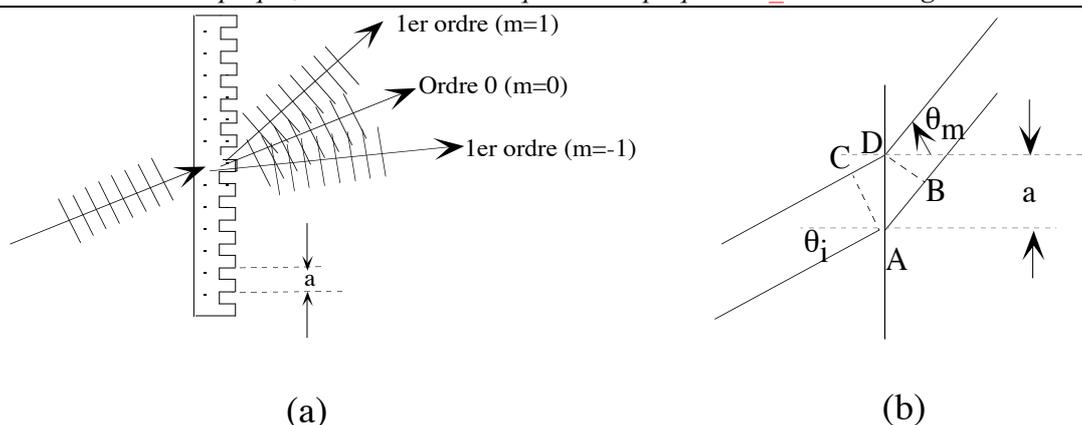
### 2.4.3.6 Réseau de diffraction

Un réseau de diffraction a pour effet d'introduire une variation périodique sur l'un des paramètres d'un rayonnement incident. La figure qui suit<sup>2</sup> montre un réseau fonctionnant en transmission. Considérons une onde plane incidente sur le réseau. A la sortie du réseau l'onde présente des maximums d'intensité suivant des directions appelées les ordres de diffraction. L'ordre m apparaît suivant la direction  $\theta_m$  donnée par l'équation :

<sup>2</sup> Hecht, Optics Addison-Wesley; 4 edition , August 12, 2001. ISBN-13: 978-0805385663.

(2.68)  $AB - CD = a (\sin \theta_m - \sin \theta_i).$

Le même résultat peut être obtenu en réflexion.

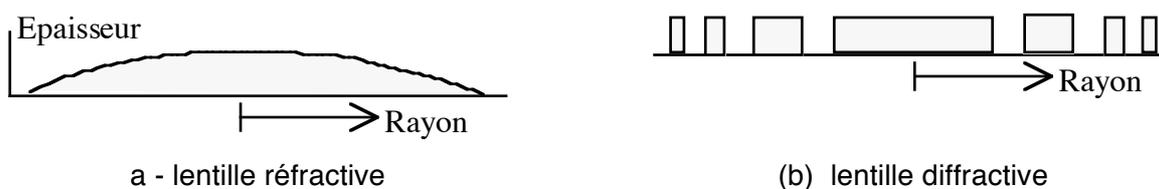


**Fig. 2-70 : Réseau de diffraction par transmission.**

a) faisceaux diffractés – b) paramètres utilisés dans le texte.

### 2.4.3.7 Optique diffractive

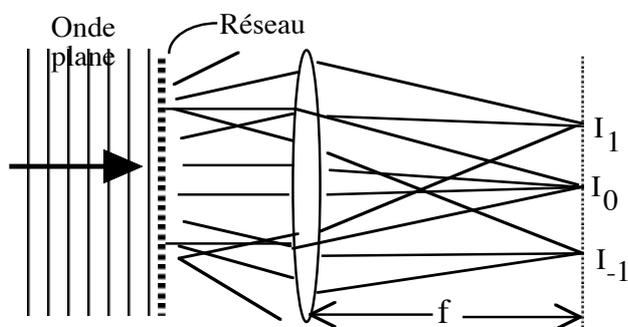
Un nouveau domaine de l'optique appliqué est apparu récemment, l'optique diffractive ou optique binaire. Une lentille diffractive est un élément qui a la propriété de modifier la divergence d'un faisceau par diffraction à travers une modulation du profil de surface. Les avantages par rapport aux éléments basés sur la réfraction sont : taille, poids et coûts réduits. Un exemple de profil de lentille diffractive est ci-après, ainsi que son équivalent réfractif.



**Fig. 2-71 : Profil de lentilles**

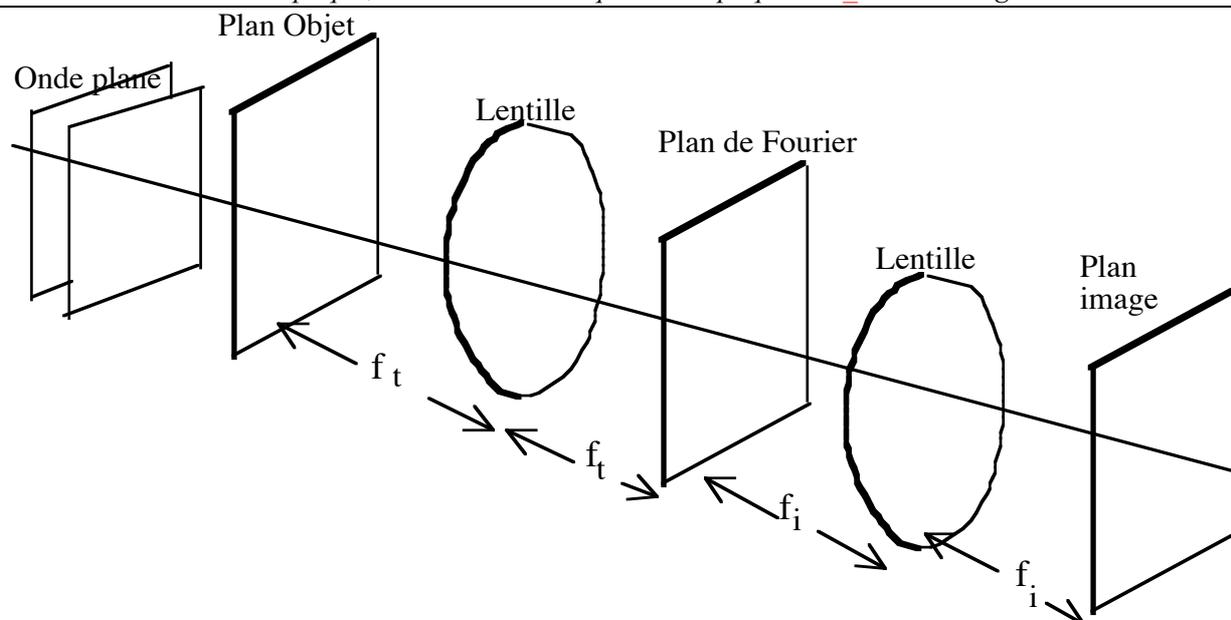
## 2.5 Optique de Fourier .

Les variations spatiales de la luminosité d'une image constituent une information qu'il est possible de transmettre et de transformer. Considérons le cas simple d'un réseau de diffraction. Lorsque ce réseau est éclairé par une onde lumineuse plane, le front d'onde est modifié : plusieurs ondes apparaissent, chacune se propageant suivant une direction particulière. Si on place une lentille derrière le réseau, on observe dans le plan focal de la lentille un point lumineux correspondant à chaque ordre de diffraction : la lentille forme dans son plan focal la transformée de Fourier de la distribution d'intensité dans le plan du réseau. Cette propriété d'une lentille peut être exploitée afin de modifier des images; ce traitement optique de l'information s'est développé avec l'apparition de sources de rayonnements cohérents, les lasers.



**Fig. 2-72 : Diffraction d'une onde plane par un réseau**

L'ensemble des point lumineux dans le plan focal de la lentille constitue la transformée de Fourier de la distribution d'intensité dans le plan du réseau.



**Fig. 2-73 : Principe du traitement optique d'image.**

L'objet (un négatif éclairé par transparence) est placé dans le plan focal d'une première lentille. La lentille forme dans son plan focal arrière la transformée de Fourier de l'objet. Il est ainsi possible de filtrer certaines fréquences spatiales de cette transformée. Le plan de transformation se trouve dans le plan focal d'une deuxième lentille qui forme à nouveau une image de l'objet. Ainsi, si on cache la partie centrale de la transformée (filtrage passe-haut), les contours de l'image transformée apparaissent moins contrastée que dans l'objet.

## 2.6 Énergie de rayonnement. Photométrie. Radiométrie. Sources.

### 2.6.1 Énergie transportée par une onde plane.

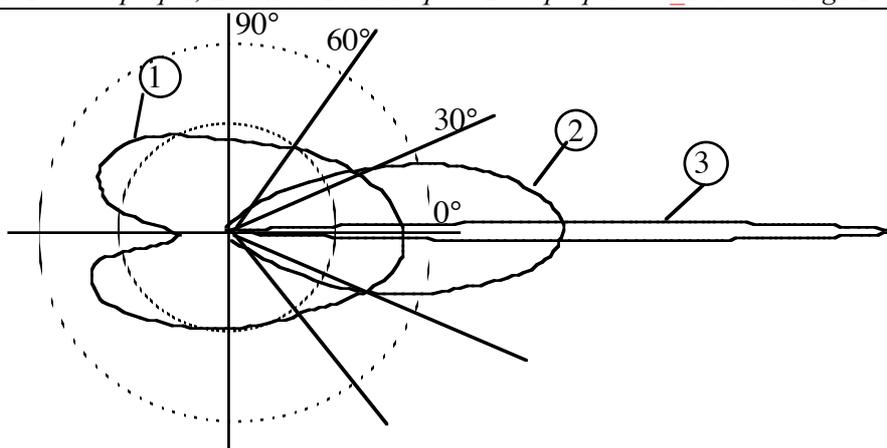
Les notions liées à l'énergie de l'onde ém sont développées dans le chapitre 8 de mon cours "*Vibrations et Ondes - Ondes électromagnétiques*".

## 2.7 Caractéristiques d'un rayonnement ém

### 2.7.1 Caractéristiques énergétiques

Une source de rayonnement est essentiellement un dispositif de transformation d'énergie. Le faisceau émis est caractérisé par la quantité d'énergie rayonnante transportée, ou flux énergétique. Cette énergie peut être mesurée en transformant le rayonnement en chaleur ou en courant électrique. La détection de rayonnement est traitée dans le chapitre 8. Le flux (Watts et unités dérivées) uniquement ne suffit pas à caractériser la source; il faut en général examiner dans le détail la répartition de l'énergie dans l'espace, dans le temps et suivant le spectre.

### 2.7.2 Caractéristiques spatiales



**Fig. 2-74 :** Exemples de diagrammes spatiaux de répartition d'énergie.

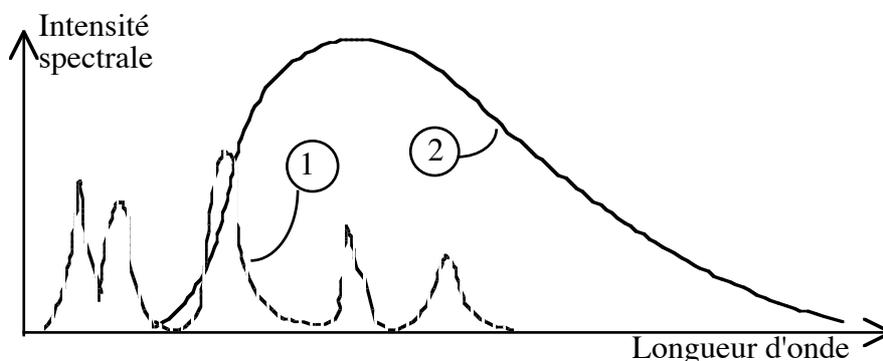
1 : lampe à filament incandescent; 2 : diode électroluminescente; 3 : diode laser.

Le rayonnement émis par une source est caractérisé également par son diagramme spatial. A titre d'exemple, la figure ci-après montre la différence entre la répartition spatiale du rayonnement émis par quelques sources.

### 2.7.3 Caractéristiques temporelles

Le rayonnement émis par une source peut être continu ou impulsionnel. Dans le cas d'un rayonnement impulsionnel, la puissance moyenne émise n'est pas suffisante pour caractériser la source; la durée des impulsions, le nombre d'impulsions par seconde doivent être également connus car les effets du rayonnement sur la matière dépendent aussi de la durée d'interaction.

### 2.7.4 Caractéristiques spectrales



**Fig. 2-75 :** Exemples de spectres. 1 : Spectre discret (ou spectre de lignes)

2 : Spectre continu.

Suivant la nature de la source de rayonnement utilisée, le spectre peut être continu ou discret; la figure ci-dessus montre l'allure de tels spectres.

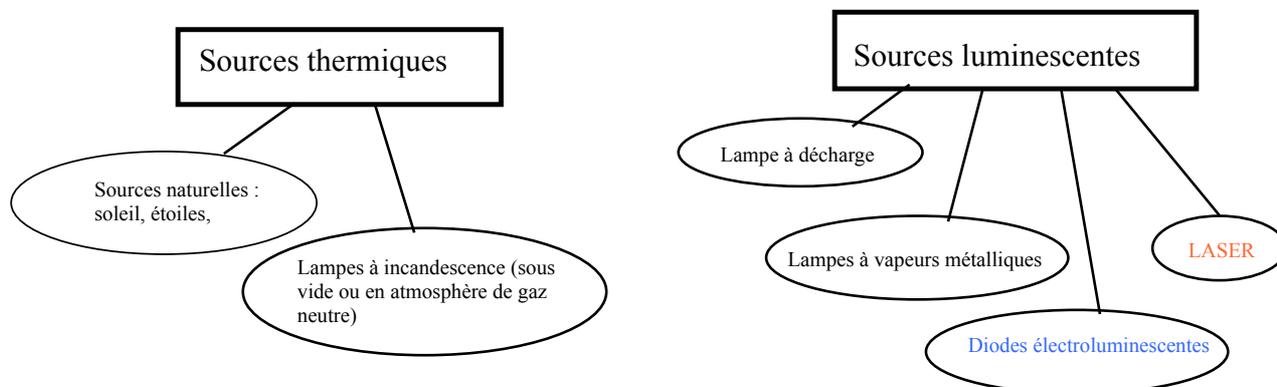
### 2.7.5 Cohérence.

La cohérence d'un rayonnement est liée à l'homogénéité de la distribution de l'énergie dans l'espace et sa stabilité temporelle. On distingue la cohérence spatiale qui se manifeste par une phase constante sur une surface transverse sphérique ou plane et la cohérence temporelle, qui est d'autant meilleure que le spectre est étroit. Dans le cas d'un rayonnement à étendue spectrale limitée, il est parfois utile de considérer la largeur exacte du spectre  $\Delta\nu_{1/2}$ , mesurée à mi-hauteur. Cette largeur fixe la longueur de cohérence  $L_c$  donnée par la relation

$$(2.69) \quad L_c = \frac{c}{\Delta\nu_{1/2}} .$$

La cohérence temporelle est évaluée à l'aide d'un interféromètre de Michelson ; la cohérence spatiale est obtenue à l'aide de l'expérience de fentes d'Young.

## 2.8 Les Sources de lumière



**Fig. 2-76 : Classification des principales sources de rayonnement.**

Les lasers occupent une place particulière dans la science et la technologie moderne grâce à la grande cohérence et aux fortes intensités du rayonnement émis.

### 2.8.1.1 Sources non cohérentes

#### Lampes à incandescence

Un filament de tungstène placé dans un tube à vide (ou sous atmosphère de gaz inerte) et chauffé à une température de 2200 à 3000 K par le passage d'un courant électrique, émet un rayonnement dont le spectre est continu. Le rendement de ces lampes est modeste, environ 17 lumens par watt pour un filament chauffé à 2800K. La durée du filament est augmentée en présence d'un gaz neutre. Quant à l'efficacité, elle est nettement améliorée en présence d'un gaz halogène.

#### Lampes à décharges dans un gaz neutre ou une vapeur métallique

Une décharge électrique à travers un gaz entraîne une excitation de celui-ci, suivie d'une émission de lumière ou luminescence. Le gaz au départ est isolant, mais contient suffisamment d'électrons libres pour qu'une tension électrique très élevée et de courte durée provoque une ionisation en cascade et le passage d'un courant important. Les décharges électriques dans les gaz sont des phénomènes complexes qui ne se manifestent pas de la même façon à basse pression et à haute pression. Le spectre émis par les lampes à décharges sont en général constitués de raies bien distinctes, caractéristiques des niveaux d'énergie des atomes du gaz.

Parmi les gaz utilisés, on trouve le néon, l'hélium, le krypton, le xénon, l'argon ou des mélanges de ces gaz; dans les lampes à vapeur métallique, on utilise le sodium ou le mercure.

Le spectre d'une lampe à décharge au xénon est constitué d'un grand nombre de raies qui se recouvrent formant un continuum assez proche du spectre de la lumière naturelle, d'où son utilisation en photographie.

#### Tubes fluorescents

Certains matériaux solides deviennent émetteurs de lumière lorsqu'ils sont excités, soit par un rayonnement, soit par un bombardement électronique. Les tubes fluorescents utilisés pour l'éclairage sont constitués d'une mince couche d'un matériau fluorescent déposé sur l'intérieur d'un tube et excité par la radiation ultraviolette émise par une vapeur de mercure à faible pression soumis à une décharge. La composition spectrale du rayonnement émis dépend du matériau choisi. On obtient en particulier : du rouge avec le borate de calcium activé par du manganèse, du bleu avec du tungstène et du calcium, du vert avec du silicate de zinc et du magnésium, ..

#### Tubes à rayons cathodiques

Une des faces intérieures du tube est recouverte d'une couche de matériau luminescent et soumise à un bombardement électronique. C'est le cas des tubes de télévision, des oscilloscopes. Parmi les matériaux utilisés, on peut citer :  $ZnSiO_4 + Mn$  (jaune-vert),  $Zn+8ZnO + Ag$  (blanc),  $ZnS+CdS+Ag$  (vert).

### **Diodes électroluminescentes**

Dans les diodes électroluminescentes, l'émission de lumière se fait par recombinaison de porteurs de charges électriques injectés dans une jonction entre deux matériaux semi-conducteurs de types différents. Parmi les matériaux utilisés, on trouve :  $AsGa$  (940 nm),  $GaAsP$  (du rouge au jaune suivant le dopage),  $GaAlAs$  (690 à 900 nm),  $GaP$  (vert).

#### **2.8.1.2 Sources cohérentes : les Lasers**

Pour la grande majorité des applications de l'optique moderne, 'source de rayonnement' est devenue synonyme de Laser. Un laser est une source de rayonnement électromagnétique faisant appel à un phénomène physique qui ne se manifeste pas de façon évidente dans la nature : l'émission stimulée.

## **2.9 Bibliographie**

Quelques ouvrages de références.

### **Sur l'optique :**

- "Optique : Fondements et applications" Avec 250 exercices et problèmes résolus, José-Philippe Pérez, Dunod, 2004 - 7ème édition - 736 pages - 175x240 mm, EAN13 : 9782100484973
- « Cours de Physique : Optique », J.-P. Parisot, P. Segonds, S. Le Boiteux, Dunod, 1997
- « Principle of Optics », Born and Wolf, 5th ed, Pergamon Press (1975)
- "Optics", 4th ed, Eugene Hecht, Addison-Wesley; 4 edition , August 12, 2001. ISBN-13: 978-0805385663.
- « Optique cohérente. Fondements et applications », Lauterborn W., Kurz T., Wiesenfeldt M. Masson, 1997
- « Optics for the electronics engineer », J. D. Gaskill, Electro-Optical Systems Designs, (Feb. 1977)

### **Sur la polarisation :**

- « Polarisation de la lumière Serge Huard, Masson, , EAN13 : 9782225843006, 1997 »,

### **Sur la photodétection :**

- « Rayonnements optiques. Radiométrie, photométrie », François Desvignes, Masson, 2<sup>ème</sup> éd., 1997