

III – Optique géométrique

I – Lois de Descartes

I-1) Fréquence et longueur d'onde

a) Définitions

Le vide est linéaire (tout au moins dans le domaine de puissance accessible à l'expérimentation), on peut donc décomposer une onde électromagnétique en une somme de composantes variant sinusoïdalement dans le temps. Pour chacune d'entre elles, on parle d'onde monochromatique et on définit :

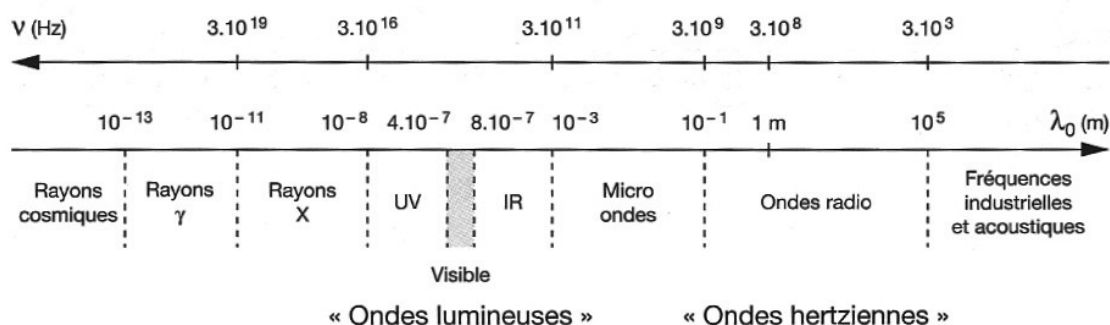
Sa période T , sa fréquence $\nu = \frac{1}{T}$ et sa pulsation $\omega = \frac{1}{\nu} = \frac{2\pi}{T}$.

On rappelle en effet que les périodes temporelle T et spatiale λ_0 sont liées par une relation simple, qui traduit le fait qu'en une durée T , l'ondulation se déplace de la distance λ_0 :

$$\lambda_0 = cT$$

On parle de longueur d'onde dans le vide.

b) Spectre de la lumière



Le domaine de la lumière visible, quant à lui, s'étale de 400 nm à 750 nm, soit du violet au rouge, en se déclinant sur 7 teintes (nombre

associé culturellement aux couleurs de l'arc-en-ciel) : violet, indigo, bleu, vert, jaune, orange, rouge.

| | | | | |
|--------|--------|--------|--------|--------|
| Violet | Bleu | Vert | Jaune | Rouge |
| 400 nm | 440 nm | 550 nm | 590 nm | 630 nm |

I-2) Sources de lumière

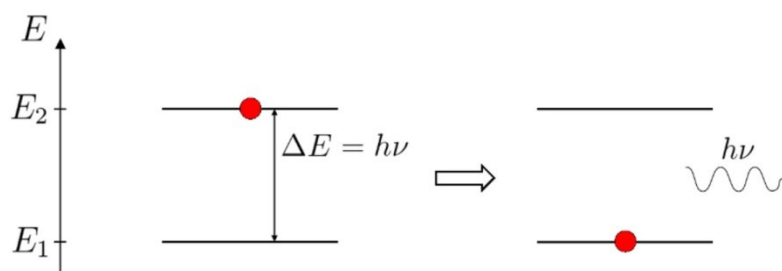
a) Lampe spectrale

Les niveaux d'énergie E_n des atomes sont quantifiés par un entier n à l'instar des modes d'oscillation d'une corde vibrante. Le principe de conservation de l'énergie impose que l'énergie d'un photon émis ne puisse prendre qu'une valeur égale à la différence de deux niveaux d'énergie de l'atome :

$$E = E_n - E_p \text{ où } n \text{ et } p \text{ sont des nombres entiers.}$$

Or l'énergie E d'un photon est liée à sa fréquence ν par la relation $E = h\nu$, où h est la constante de Planck $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s, donc ν ne peut prendre que des valeurs discrètes :

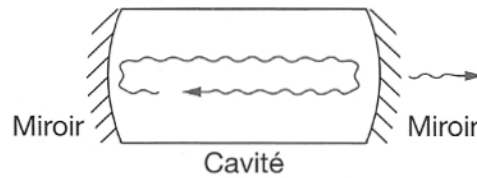
$$\nu = \frac{E_n - E_p}{h}$$



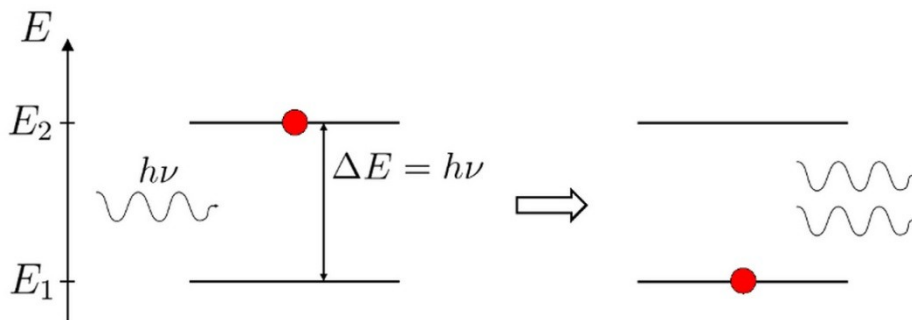
b) Le laser

Un LASER comporte une cavité dans laquelle une onde lumineuse effectue des allers-retours. Elle est amplifiée à chaque traversée d'un milieu amplificateur, afin de compenser les pertes qui se produisent lors des réflexions (entre autres par le fait que de la

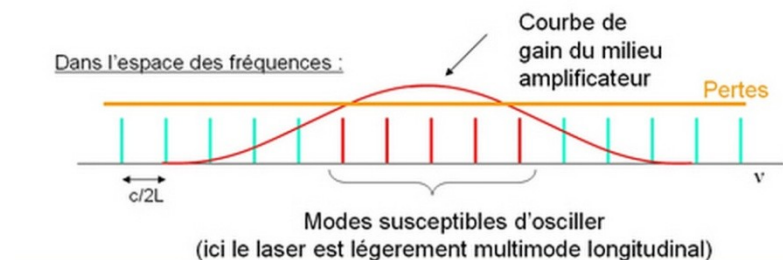
lumière sort de la cavité, pour être utilisée à l'extérieur). Lorsque cet équilibre entre l'amplification par le milieu et l'atténuation par les réflexions est respecté, on aboutit à un mode entretenu de vibration du LASER.



Il faut, pour ce faire, favoriser les conditions d'une émission induite, dans laquelle l'interaction du photon incident et d'un atome excité produit l'émission d'un second photon, en phase avec le premier.



D'un point de vue spectral, la cavité joue un rôle analogue à celui de la corde vibrante.



c) Lampe à incandescence

Du point de vue du phénomène physique en jeu dans l'émission d'une lampe à incandescence, c'est à l'agitation des particules chargées que l'on doit la production d'ondes électromagnétiques. On

parle de rayonnement thermique, ce qui donne une totale parenté entre l'émission par une lampe à incandescence et la production de lumière à la surface du Soleil !

I-3) Indice d'un milieu transparent

a) Indice d'un milieu

On parle ainsi de milieu transparent :

- Linéaire, lorsque la propagation d'une onde sinusoïdale de pulsation reste sinusoïdale de même pulsation.
- Homogène, lorsque les propriétés sont les mêmes en tout point ;
- Isotrope, lorsque toutes les directions sont équivalentes.

On peut définir un nombre sans dimension, appelé indice du milieu :

$$n = \frac{c}{v}$$

Vide : $n=1$

Air : $n=1,0003 \approx 1$

Eau : $n=1,33$

Verre : $n \approx 1,5$

b) Dispersion et absorption

- Dispersion

Contrairement au cas du vide, la vitesse de propagation de la lumière est fonction de la fréquence de l'onde. On parle de dispersion d'où $n=f(\lambda_0)$

Pour les verres n vérifie la loi de Cauchy : $n = A + \frac{B}{\lambda_0^2}$ où A et B sont des constantes dépendant du verre utilisée

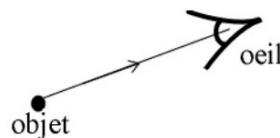
- Absorption

L'intensité lumineuse décroît lors de la propagation de la lumière dans le milieu matériel. La loi de décroissance est en général une fonction exponentielle de la distance parcourue et dépend de la fréquence, donc de la longueur d'onde : c'est le phénomène d'absorption.

I-4) Approximation de l'optique géométrique et rayon lumineux

a) Notion de rayon lumineux

Un rayon lumineux n'a pas d'existence physique (on ne peut observer de rayon unique, c'est un modèle qui permet de décrire la formation des images



b) La diffraction

Pour se faire plaçons un diaphragme réglable à la sortie du laser ; si l'on rétrécit trop l'ouverture du diaphragme, la trace du faisceau sur un écran E donne une tâche qui s'élargit à la mesure que l'on diminue a : ce phénomène porte le nom de diffraction. L'élargissement du faisceau laser, dans les conditions que nous venons d'évoquer, se caractérise par un étalement angulaire ε dont l'expérience permet d'écrire :

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

\Rightarrow on ne peut donc pas isoler un rayon lumineux.

c) L'approximation de l'optique géométrique

L'étude de l'optique géométrique suppose que les grandeurs caractéristiques du milieu qui limitent les faisceaux ont des dimensions très supérieures à la longueur d'onde: $d \gg \lambda_0$.

d) Milieu transparent

- Milieu LHI

Dans un milieu transparent linéaire homogène et isotrope la lumière se propage rectilignement.

- Milieu non LHI

Dans les milieux non homogènes, le rayon lumineux devient courbé.

e) Principe de Fermat

Pour aller d'un point A à un point B la lumière emprunte le chemin de plus courte durée.

$$\text{Or : } \tau = \frac{AB}{v} = n \frac{AB}{c}$$

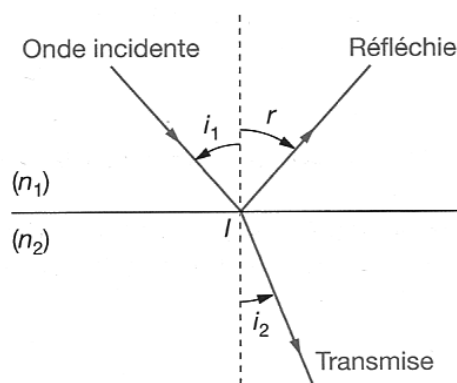
La grandeur $n \cdot AB$ est appelée chemin optique entre A et B dans le milieu d'indice n

f) Indépendance des rayons lumineux

Nous supposons dans la suite que **le cheminement des différents rayons lumineux traversant un instrument d'optique sont indépendants** : c'est l'hypothèse de l'indépendance des rayons lumineux.

I-5) Les Lois de Descartes

a) Enoncés

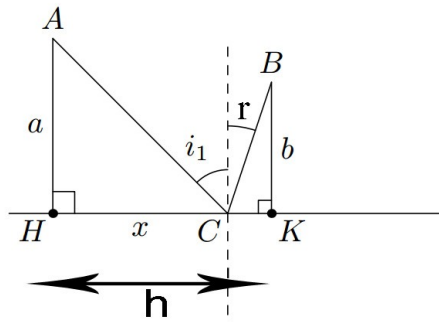


- Les rayons réfléchi et réfracté sont dans le plan d'incidence
- L'angle de réflexion est égale à l'angle d'incidence : $i_1 = r$
- L'angle de réfraction i_2 est lié a i_1 par : $n_1 \sin i_1 = n_2 \sin i_2$

b) Principe de Fermat pour la réflexion

La durée nécessaire à la lumière pour aller d'un point A (la source du rayonnement) à un point B, avec réflexion en I s'écrit :

$$\begin{aligned} \tau &= \frac{AI}{v_1} + \frac{IB}{v_1} = \frac{n_1}{c} (AI + IB) \\ &= \frac{n_1}{c} \left(\sqrt{a^2 + x^2} + \sqrt{b^2 + (h-x)^2} \right) \end{aligned}$$

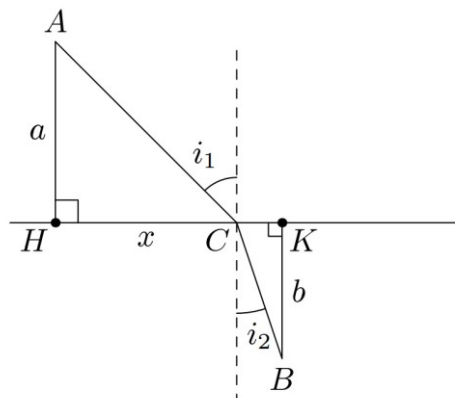


Or si le temps est minimal on a : $\frac{d\tau}{dx} = 0$

$$\begin{aligned} \Leftrightarrow \frac{x}{\sqrt{a^2 + x^2}} - \frac{h-x}{\sqrt{b^2 + (h-x)^2}} &= 0 \\ \Leftrightarrow \sin(i_1) - \sin(r) &= 0 \end{aligned}$$

D'où : $i_1 = r$

c) Principe de Fermat pour la réfraction



$$\begin{aligned}\tau &= \frac{AC}{v_1} + \frac{CB}{v_2} = \frac{1}{c} (n_1 AC + n_2 CB) \\ &= \frac{1}{c} \left(n_1 \sqrt{a^2 + x^2} + n_2 \sqrt{b^2 + (h-x)^2} \right)\end{aligned}$$

Or si le temps est minimal on a :

$$\begin{aligned}\frac{d\tau}{dx} = 0 &\Leftrightarrow n_1 \frac{x}{\sqrt{a^2+x^2}} - n_2 \frac{h-x}{\sqrt{b^2+(h-x)^2}} = 0 \\ &\Leftrightarrow n_1 \sin(i_1) - n_2 \sin(i_2) = 0\end{aligned}$$

Donc $n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2)$

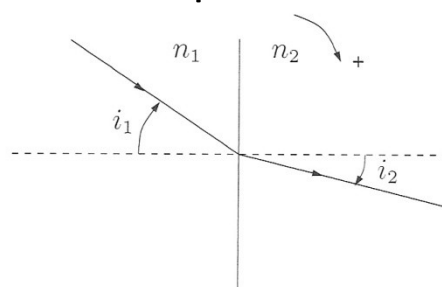
d) Principe de retour inverse de la lumière

Les lois de Descartes obéissent au principe de retour inverse de la lumière : tout trajet suivi par la lumière dans un sens peut l'être en sens opposé.

I-6) Réfraction limite et réflexion totale

a) Réfraction limite ($n_1 < n_2$)

Dans le cas où le milieu 2 est plus réfringent que le milieu 1, le faisceau va se rapprocher donc i peut varier de 0 à $\pi/2$.



Réfraction avec un milieu (2) plus réfringent.

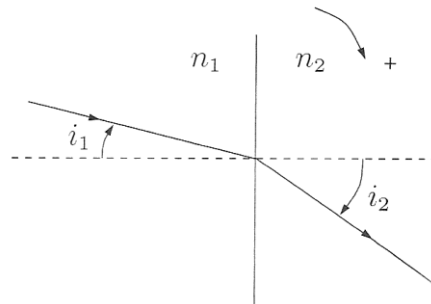
$$\text{Soit } n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \Leftrightarrow \sin(i_1) = \frac{n_2}{n_1} \sin(i_2)$$

$$\begin{aligned}\text{Or } 0 \leq i_1 \leq \frac{\pi}{2} &\Rightarrow 0 \leq \sin(i_1) \leq 1 \\ &\Rightarrow 0 \leq \frac{n_2}{n_1} \sin(i_2) \leq 1\end{aligned}$$

$$\Rightarrow 0 \leq \sin(i_2) \leq \frac{n_1}{n_2}$$

$$\Rightarrow 0 \leq i_2 \leq \text{Arcsin} \left(\frac{n_1}{n_2} \right) = i_{2,lim} : \text{Angle de réfraction limite.}$$

b) Réflexion totale ($n_1 > n_2$)



Réfraction avec un milieu 2 moins réfringent.

Dans le cas où le milieu 1 est plus réfringent que le milieu 2, le faisceau va s'éloigner donc i_2 peut varier de 0 à $\pi/2$.

$$\text{Soit } n_1 \sin(i_1) = n_2 \sin(i_2) \Leftrightarrow \sin(i_2) = \frac{n_1}{n_2} \sin(i_1)$$

$$\text{Or } 0 \leq i_2 \leq \frac{\pi}{2} \Rightarrow 0 \leq \sin(i_2) \leq 1 \Rightarrow 0 \leq \frac{n_1}{n_2} \sin(i_1) \leq 1$$

$$\Rightarrow 0 \leq \sin(i_1) \leq \frac{n_2}{n_1}$$

$$\Rightarrow 0 \leq i_1 \leq \text{Arcsin} \left(\frac{n_2}{n_1} \right) = i_{1,lim} : \text{angle de réflexion totale.}$$

Donc tout rayon incident tel que $i_1 > i_{1,lim}$ ne peut-être réfracté et subit donc une réflexion totale.

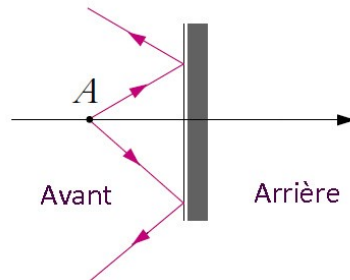
- Applications
 - tube en matière souple : endoscope
 - fibres optiques
 - lampes décoratives...

II - Le miroir plan et conditions de Gauss

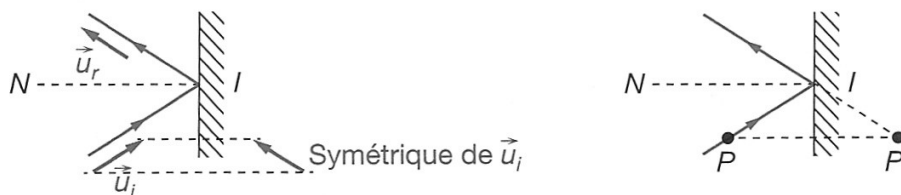
II-1) Miroir plan

a) Présentation

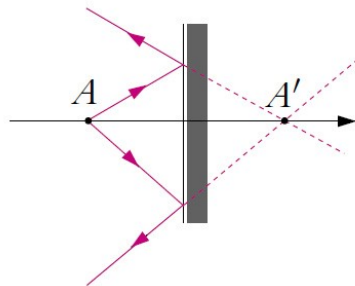
Tout rayon lumineux incident est ainsi réfléchi en totalité, selon les lois de Descartes : $r = -i$.



Un rayon lumineux incident étant donné, on construit géométriquement la marche du rayon réfléchi correspondant, en opérant une symétrie plane.



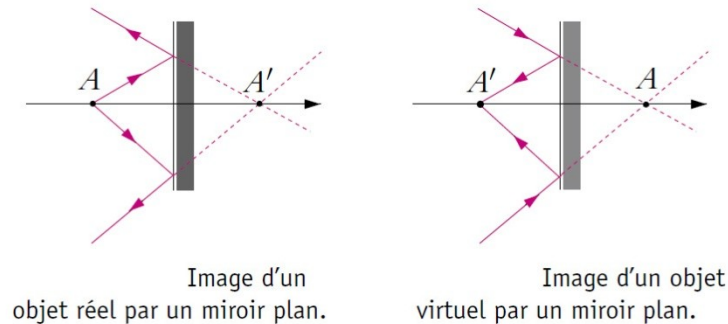
b) Stigmatisme



Tout rayon incident passant par A voit son émergent (rayon réfléchi ici) passer par A', symétrique de A par le miroir. On aboutit ainsi, dans le cas particulier du miroir plan, au concept de stigmatisme d'un système optique pour un couple de points : l'objet A et l'image A'. Le couple (A, A') est dit stigmatique pour le miroir plan. On peut dire également que les points A et A' sont conjugués par le miroir.

c) Réel ou virtuel

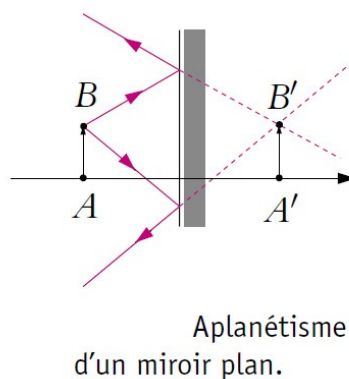
Pour un miroir plan, lorsque l'objet est virtuel, car situé derrière le miroir, son image est réelle.



d) Aplanétisme

Soient deux points A et A' de l'axe optique conjugués par rapport à (S) . Soit B , un point du plan transverse passant par A . Le système (S) sera dit aplanétique pour A et A' si le conjugué de B , noté B' , se trouve dans le plan transverse passant par A' . Il y a alors correspondance plan transverse par plan transverse.

Le miroir plan est rigoureusement aplanétique pour tout point de l'espace et c'est le seul système optique qui vérifie cette propriété.



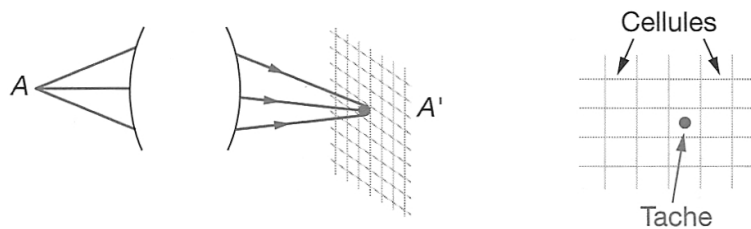
II-2) Conditions de Gauss

a) Le stigmatisme rigoureux

Un système optique (S) est dit rigoureusement stigmatique pour le couple de points (A,A') si tous les rayons issus de A passent par A' après avoir été déviés par le système.

Les points A et A' sont dits conjugués par rapport à (S).

b) Le stigmatisme approché



Compte tenu de la résolution limitée des capteurs de lumière analysant l'image, il est possible de se contenter d'un stigmatisme approché. Les rayons incidents issus d'un point objet A doivent passer dans un voisinage de A', dont la taille est inférieure à la dimension caractéristique des cellules du capteur.

c) Compromis stigmatisme-diffraction

Il est possible de s'affranchir des effets de la diffraction en adoptant une ouverture suffisante pour que le diamètre de la tache de diffraction soit inférieur à la taille des cellules du capteur.

d) Compromis stigmatisme-luminosité

Restreindre l'étendue des rayons admis dans le système améliore la qualité du stigmatisme, mais s'accompagne d'une perte de luminosité.

e) Conditions de Gauss

Un système optique est dit centré, d'axe Δ , s'il est constitué de dioptres et surfaces réfléchissantes invariantes par rotation autour de Δ .

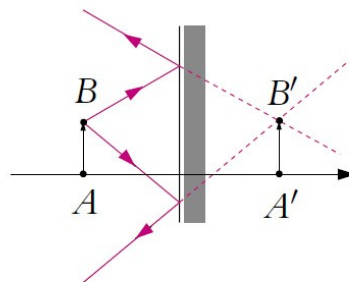
Un système centré est utilisé dans les conditions de Gauss si tous les rayons lumineux qui le traversent sont paraxiaux :

- Rayons peu inclinés par rapport à l'axe
- Rayons proches de l'axe

Dans les conditions de Gauss, c'est-à-dire pour des rayons lumineux paraxiaux, les systèmes centrés présentent un stigmatisme approché pour des couples de points conjugués A et A' situés sur l'axe.

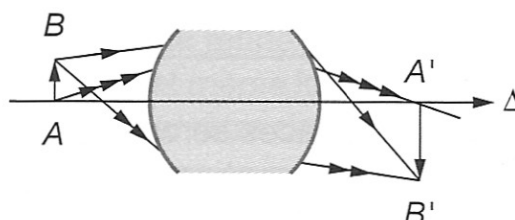
f) Aplanétisme

Dans les conditions de Gauss, le stigmatisme approché valable pour un couple de points A et A' situés sur l'axe se conserve pour des points B et B' proches de l'axe dans un plan transverse. On parle d'aplanétisme du système optique.



Aplanétisme
d'un miroir plan.

Dans le cas d'un système centré quelconque, l'aplanétisme est en général approché.



III – Lentilles minces

III-1) Définitions

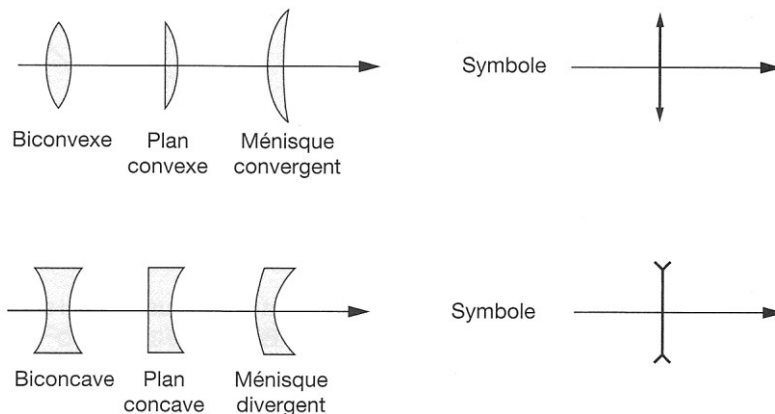
a) Lentilles minces

Les lentilles minces ont l'épaisseur au niveau de l'axe petite devant les rayons de courbure des faces.

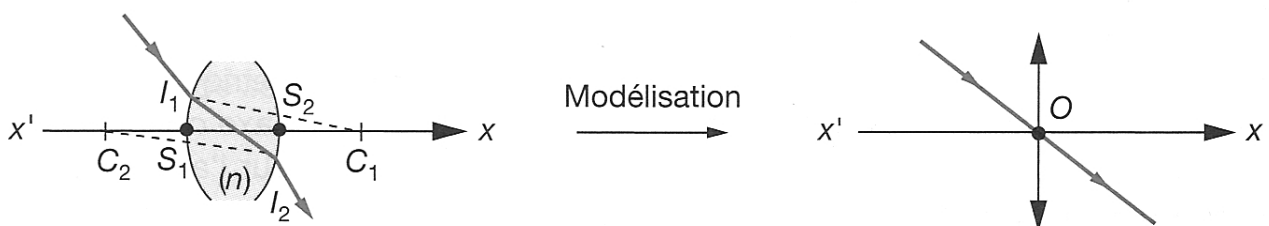
b) Lentilles à bords minces ou épais

On distingue les lentilles à bords minces des lentilles à bord épais dont les propriétés sont très différentes. Pour chacune de ces catégories, on adopte alors un symbole composé d'un segment orthogonal à Δ , terminé par deux points de flèches pointant :

- Vers l'extérieur si la lentille mince est à bords minces ;
- Vers l'intérieur, s'il s'agit d'une lentille mince à bords épais.



c) Centre de la lentille

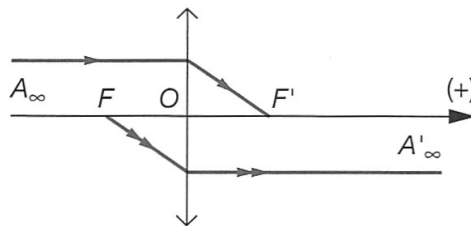


Le rayon passant par le centre optique d'une lentille mince n'est pas dévié.

III-2) Foyers d'une lentille

a) Lentille convergente (à bords minces)

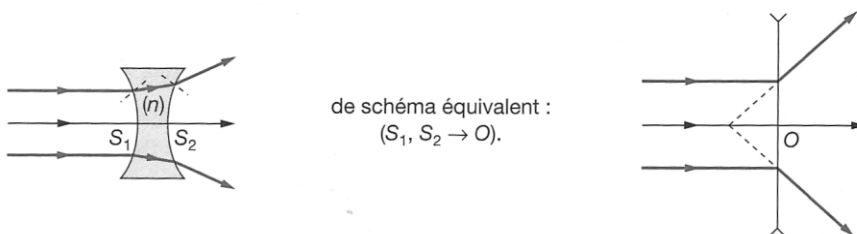
On appelle **foyer image** le point F' conjugué d'un point objet situé à l'infini sur l'axe. Il est réel dans le cas d'une lentille à bords minces. Une lentille à bords minces possède un foyer image réel, elle est dite convergente.



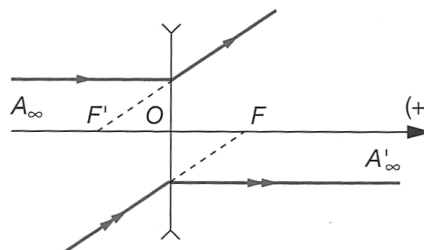
Le point F , symétrique du point F' par rapport à la lentille, est le **foyer objet**. Il est réel pour une lentille convergente.

b) Lentille divergente (à bords épais)

Dans le cas d'une lentille à bords épais, un faisceau de lumière incident parallèle à l'axe donne un faisceau émergent qui diverge.



On peut tout de même définir un foyer image F' , qui s'avère être virtuel. De même, le foyer objet F , conjugué d'un point A' , situé à l'infini sur l'axe optique, se révèle être virtuel.



Une lentille à bords épais est divergente, ses foyers objet et image sont virtuels.

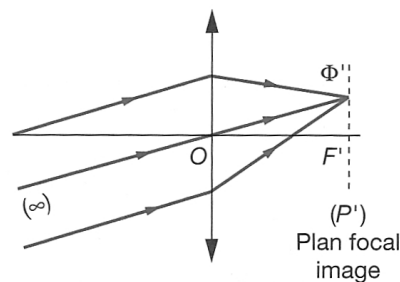
c) Distances focales

La position des foyers d'une lentille est ainsi définie par :

- La distance focale image de la lentille : $f' = \overline{OF'}$;
- La distance focale objet : $\overline{OF} = -f'$

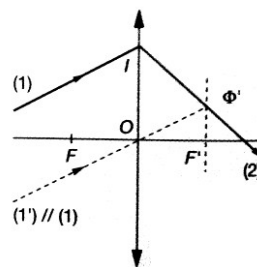
Une lentille convergente a une distance focale image positive, une lentille divergente a une distance focale image négative.

d) Foyers secondaires

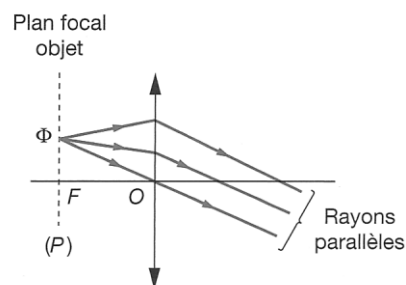


Les points conjugués d'objets à l'infini sont situés dans le plan focal image, on les appelle foyers secondaires.

- Le plan focal image.



- Le plan focal objet

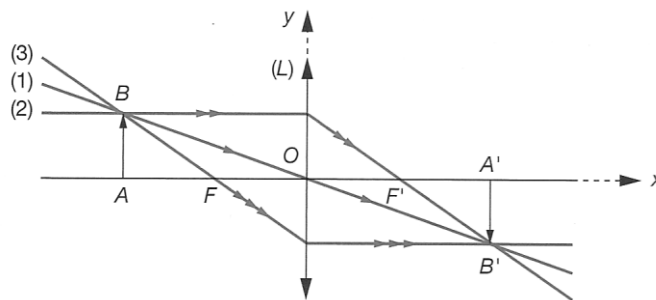


III-3) Construction d'une image

a) Lentille convergente

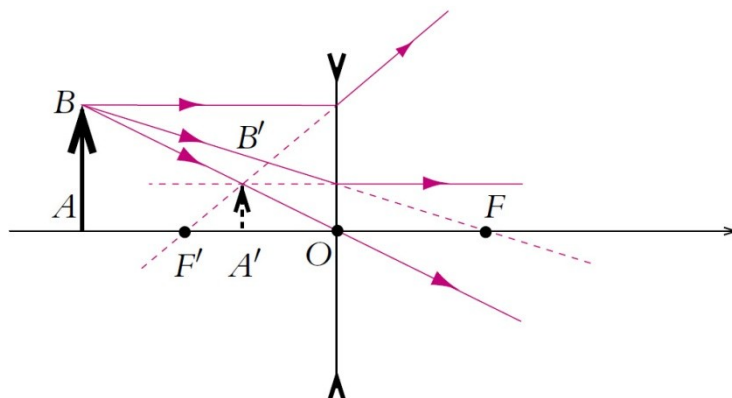
On considère un objet AB perpendiculaire à l'axe, situé devant une lentille convergente en amont du foyer. On construit l'image $A'B'$ en exploitant les propriétés d'aplanétisme : $A'B'$ est nécessairement perpendiculaire à A . Deux rayons issus de B , parmi les 3 suivants, permettent de déterminer géométriquement la position de B' :

- Le rayon passant par le centre optique sans être dévié;
- Le rayon incident parallèle à l'axe, dont l'émergent passe par F' ;
- Le rayon passant par F , dont l'émergent est parallèle à A .



b) Lentille divergente

Les mêmes méthodes de construction sont utilisables pour une lentille divergente. Dans le cas d'un objet réel, les tracés du rayon passant par le centre optique et du rayon incident parallèle à l'axe et passant par B définissent B' . On constate que $A'B'$ est situé devant la lentille : l'image est virtuelle.



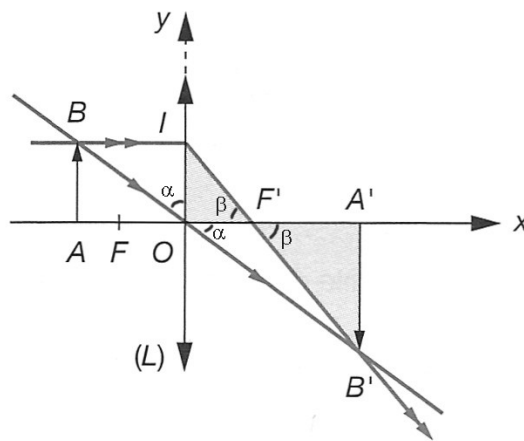
III-4) Relations de conjugaison

a) Relation de Descartes

Les constructions géométriques d'objets et d'images à l'aide de rayons remarquables mettent en jeu des triangles, dont on peut exploiter les propriétés pour déterminer :

- la relation entre les abscisses de points conjugués : on parle de relation de conjugaison ;
- le rapport des tailles de l'objet et de l'image : définit ainsi le grandissement algébrique :

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



D'après le théorème de Thalès dans les triangles OAB et $OA'B'$, ou à l'aide de la définition de la tangente on a :

$$\tan(\alpha) = \frac{\overline{BI}}{\overline{OI}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{B'A'}} \Leftrightarrow \frac{\overline{AO}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{B'A'}} \Leftrightarrow \frac{\overline{OA}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{A'B'}}$$

$$\gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} : \text{formule du grandissement}$$

De même :

$$\tan(\beta) = \frac{\overline{OI}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{F'A'}} \Leftrightarrow \frac{\overline{AB}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{F'A'}} \Leftrightarrow \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = -\frac{\overline{F'A'}}{\overline{OF'}}$$

$$\Leftrightarrow \frac{\overline{OA'}}{\overline{OA}} = -\frac{\overline{F'O} + \overline{OA'}}{\overline{OF'}} = 1 - \frac{\overline{OA'}}{\overline{OF'}}$$

$$\text{On divise par } \overline{OA'} \Leftrightarrow \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OF'}}$$

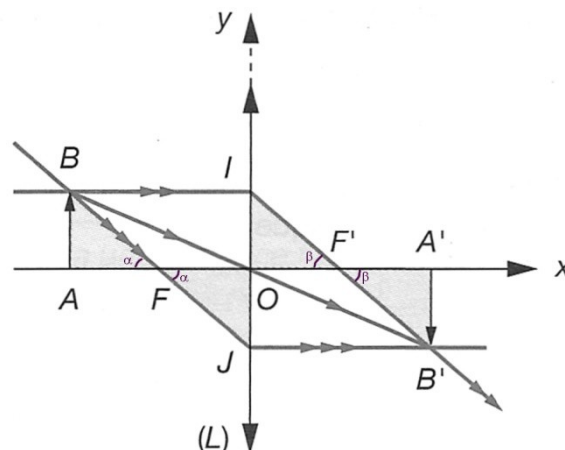
$$\Leftrightarrow \frac{1}{\overline{OA'}} - \frac{1}{\overline{OA}} = \frac{1}{\overline{OF'}} = \frac{1}{f'}$$

La quantité $1/f'$ joue un rôle remarquable dans la formule de conjugaison : on appelle vergence d'une lentille l'inverse de la distance focale image : $\nu = \frac{1}{f'}$. Elle s'exprime en m^{-1} ou dioptrie δ .

b) Relation de Newton

Dans certaines situations, c'est la position de l'objet et de l'image par rapport aux foyers qu'il est plus intéressant de faire intervenir (on en verra des exemples dans l'étude d'un appareil photographique). Dans ce cas, on peut utiliser une formule de conjugaison mettant en jeu les distances algébriques $\sigma = \overline{FA}$ et $\sigma' = \overline{F'A'}$.

Une construction mettant en jeu les 3 rayons usuels permet d'accéder simplement à la relation :



$$\tan(\alpha) = \frac{\overline{AB}}{\overline{AF}} = \frac{\overline{JO}}{\overline{FO}} \Leftrightarrow \frac{\overline{AB}}{\overline{AF}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{FO}} \Leftrightarrow \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}}$$

$$\text{et } \tan(\beta) = \frac{\overline{OI}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{F'A'}} \Leftrightarrow \frac{\overline{AB}}{\overline{OF'}} = \frac{\overline{B'A'}}{\overline{F'A'}} \Leftrightarrow \gamma = \frac{\overline{A'B'}}{\overline{AB}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}}$$

$$D' où : \frac{\overline{FO}}{\overline{FA}} = \frac{\overline{F'A'}}{\overline{F'O}} \Leftrightarrow \overline{F'A'} \cdot \overline{FA} = \overline{FO} \cdot \overline{F'O} = -f'^2$$

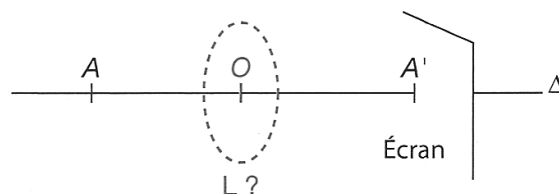
$$\Leftrightarrow \sigma\sigma' = -f'^2$$

c) Association de lentilles accolées

L'association de deux lentilles minces accolées est équivalente à une lentille mince. Les vergences s'ajoutent algébriquement.

d) Relations de Bessel

- Objet et image réels par une lentille convergente



En adoptant les notations, $p = \overline{OA}$ et $p' = \overline{OA'}$, on obtient deux équations :

$$\frac{1}{p'} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'} \quad \text{et} \quad D = \overline{AA'} = \overline{AO} + \overline{OA'} = p' - p$$

D'où en combinant ces deux équations :

$$\frac{1}{p+D} - \frac{1}{p} = \frac{1}{f'} \Leftrightarrow \frac{p - (p+D)}{(p+D)p} = \frac{1}{f'} \Leftrightarrow \frac{-D}{p^2 + pD} = \frac{1}{f'}$$

$$\Leftrightarrow -Df' - p^2 - pD = 0 \Leftrightarrow p^2 + pD + Df' = 0$$

Cette équation n'admet de solutions réelles que pour $\Delta > 0$

$$D^2 - 4Df' > 0$$

Pour former l'image réelle d'un objet réel par une lentille convergente il faut remplir la condition : $D > 4f'$

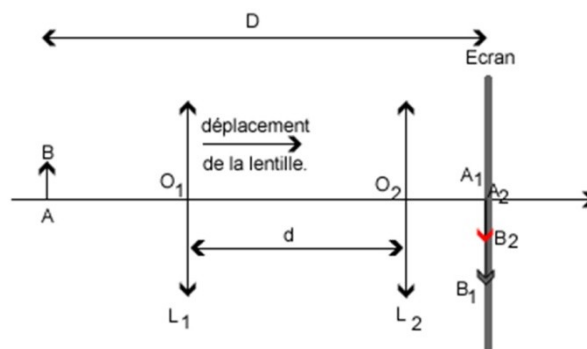
- Méthode de Silbermann : $D=4f'$

Dans le cas particuliers $D=4f'$, la racine est unique telle que :

$$p = -\frac{b}{2a} = -\frac{D}{2} \Rightarrow p' = \frac{D}{2}$$

- Méthode de Bessel : $D>4f'$

Dans ce cas il existe deux racines et donc deux positions possibles de la lentille :



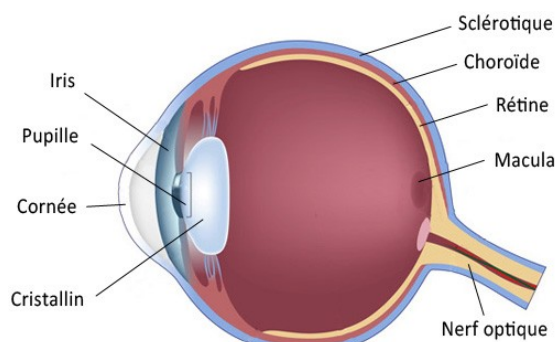
$$p = -\frac{D}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{D}{2}\right)^2 - Df'}$$

L'étude de ces deux positions est utilisée dans la méthode de Bessel pour déterminer f' .

III-5) L'œil

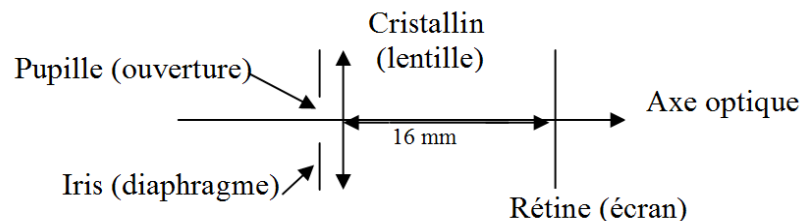
a) Anatomie non exhaustive de l'œil

Le cristallin, lentille convergente biconvexe, forme l'image de l'objet observé sur la rétine. La rétine contient des cellules visuelles sensibles à la lumière qui transmettent l'information au cerveau via le nerf optique.



b) Modélisation

D'un point de vue optique, l'œil se modélise grâce à une lentille mince convergente (le cristallin) diaphragmée (iris) et d'un écran (la rétine). La distance lentille-écran est de l'ordre de 16 mm environ.



c) Accommodation

Le cristallin ne peut se déformer que dans certaines limites qui dépendent beaucoup de l'âge. **L'œil ne peut donc voir nettement que les objets situés entre deux positions limites appelées punctum remotum (P.R.) et punctum proximum (P.P.) :**

- Le P.R. est le point le plus éloigné vu net par un œil au repos. Pour un œil normal il est situé à l'infini.
- Le P.P. est le point le plus proche vu net par l'œil qui accomode. Pour un œil normal il est situé à 25cm environ.

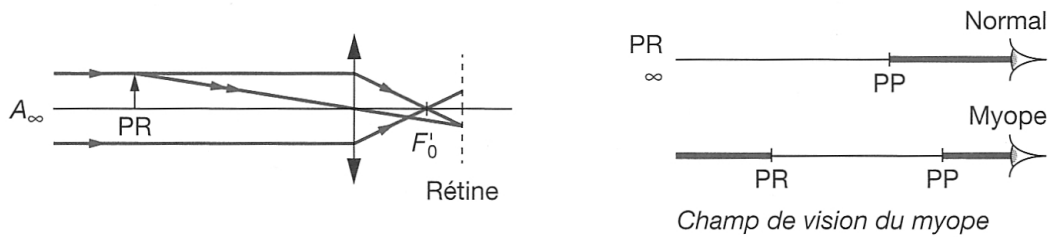


d) Résolution angulaire (ou Pouvoir de résolution)

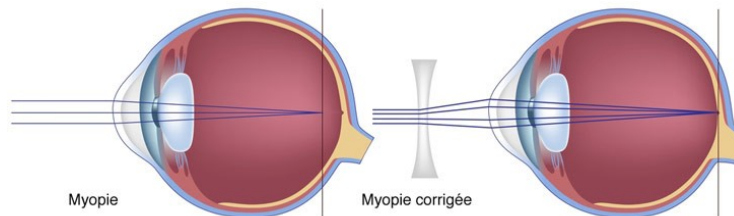
La résolution angulaire de l'œil est d'environ une minute d'arc (**$1/60^\circ$ soit $0,017^\circ$**). Cela correspond à un détail d'environ 1 mm pour un objet ou une image situé à 3 m de distance.

e) Les défauts de l'œil

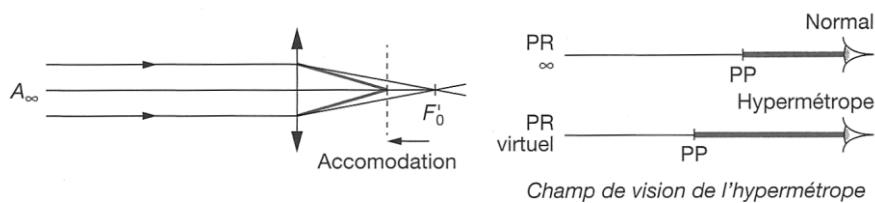
- La myopie



Le cristallin de l'œil myope est trop convergent ou le globe oculaire est trop allongé. Pour corriger la myopie, il faut rendre l'œil moins convergent et donc placer une lentille divergente.



- L'hypermétropie



Contrairement à l'œil myope, l'œil hypermétrope n'est pas assez convergent. Pour corriger l'hypermétropie, il faut rendre l'œil plus convergent et donc placer une lentille convergente.

