

**OPTIQUE**

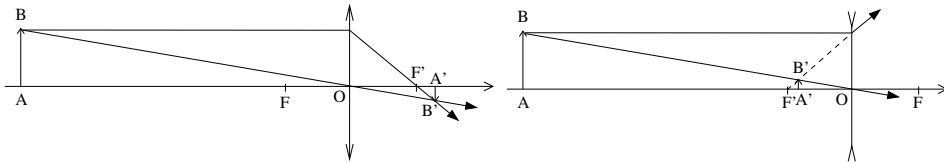
**1. Optique géométrique (d'après CCP MP 2007)**

**1. Définitions**

1. a) Un système centré admet un axe de symétrie de révolution.
- b) Un système catadioptrique comporte un ou des miroirs.
2. a) Un système est rigoureusement stigmatique pour le point  $A$  si tous les rayons incidents issus de  $A$  convergent vers un unique point  $A'$ .
- b) Le miroir plan est rigoureusement stigmatique pour tous les points de l'espace.
3. a) Le vecteur  $\vec{AA'}$  doit aussi être orthogonal à l'axe optique.
- b) Le miroir plan est rigoureusement aplanétique pour tous les points de l'espace.
4. a) On restreint le faisceau utile aux rayons dits *paraxiaux* : peu inclinés par rapport à l'axe optique et dont le point d'incidence sur le système optique est proche de l'axe optique.
- b) Les conditions de Gauss permettent d'obtenir un stigmatisme et un aplanétisme approchés.

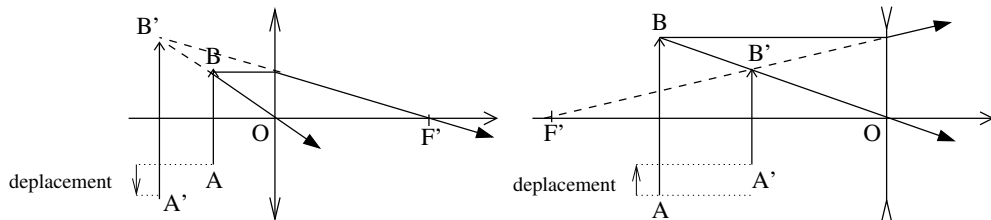
**2. Lentilles minces**

5. a) L'image est obtenue par intersection de deux rayons remarquables, l'un passant par le centre optique et qui n'est pas dévié, l'autre incident parallèle à l'axe, qui émerge par le foyer objet.



L'image est inversée pour une lentille convergente, et droite pour une lentille divergente. Donc il s'agit d'une lentille convergente.

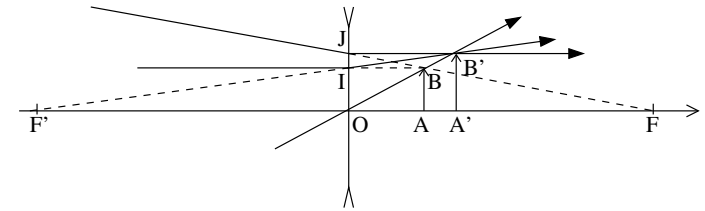
- b) On raisonne en déplaçant la lentille et son axe optique  $\Delta$  vers le haut. Par exemple supposons que l'axe optique est, après déplacement, la médiatrice de l'objet  $AB$ . L'image  $A'$  est donc obtenue par symétrie de  $B'$ . Avant le déplacement, la droite  $(AA')$  est confondue avec  $\Delta$ . Après le déplacement, on observe les deux cas ci-dessous :



Ainsi, avec la lentille convergente, le point  $A'$  semble se déplacer en sens opposé, alors qu'avec la lentille divergente  $A'$  semble suivre la lentille. Donc la lentille est divergente.

*Les myopes peuvent vérifier rapidement cela en approchant leurs verres d'un texte. Idem pour les hypermétropes (plus rares).*

6. a) On utilise le 3<sup>e</sup> rayon remarquable, dont le support incident passe par  $F$  et le support émergent est parallèle à l'axe optique. On introduit les points  $I$  et  $J$  comme indiqué sur le schéma.



- b) Le grandissement transversal est défini par  $\gamma = \frac{A'B'}{AB}$ . Chaque rayon remarquable permet de définir un ensemble de deux triangles semblables, donc une relation de grandissement transversal :

—  $(OAB)$  et  $(OA'B')$  :  $\frac{AB}{OA} = \frac{A'B'}{OA'}$  (1), d'où la relation de Descartes,  $\gamma = \frac{OA'}{OA}$ .

—  $(FAB)$  et  $(FOJ)$  :  $\frac{AB}{FA} = \frac{OJ}{FO} = \frac{A'B'}{FO}$  (2).

—  $(F'OI)$  et  $(F'A'B')$  :  $\frac{OI}{F'O} = \frac{AB}{F'O} = \frac{A'B'}{F'A'}$  (3).

Des équations (2) et (3) on déduit les relations de Newton :  $\gamma = \frac{f'}{FA} = -\frac{F'A'}{f'}$ .

- c) Les deux relations de grandissement ci-dessus conduisent à  $\overline{FA \cdot F'A'} = -f'^2$ .

- d) Le rapport (1)/(2) conduit à  $\frac{FA}{OA} = \frac{FO}{OA'}$ . En décomposant  $\overline{FA} = \overline{FO} + \overline{OA}$  puis en divisant par  $\overline{FO} = f'$ , on obtient la relation de Descartes :

$$-\frac{1}{OA} + \frac{1}{OA'} = \frac{1}{f'}$$

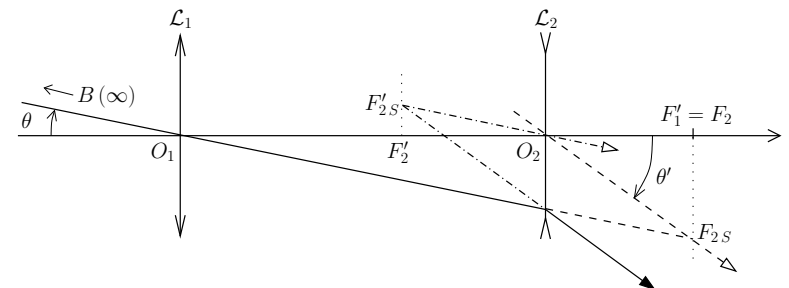
**3. Système réfracteur : la lunette de Galilée**

7. On a  $f'_1 = \frac{1}{V_1} = 0.2 \text{ m}$  positive donc  $\mathcal{L}_1$  est convergente, et  $f'_2 = \frac{1}{V_2} = -5 \text{ cm}$  négative donc  $\mathcal{L}_2$  est divergente.

8. a) La lunette est afocale si l'image d'un point objet à l'infini sur l'axe est à l'infini sur l'axe. Ceci implique que l'image intermédiaire soit à la fois le foyer image de  $\mathcal{L}_1$  et le foyer objet de  $\mathcal{L}_2$  :  $F'_1 = F_2$ . Ceci implique  $\overline{O_1O_2} = \overline{O_1F'_1} + \overline{F_2O_2}$  donc  $\overline{O_1O_2} = f'_1 + f_2 = 15 \text{ cm}$ . L'intérêt d'une telle lunette réside dans le fait de donner une image grossie mais toujours située à l'infini donc observable sans effort.

- b) On choisit par simplicité un rayon passant par le centre optique de  $\mathcal{L}_1$ . On cherche sa marche après la traversée de  $\mathcal{L}_2$ . Deux méthodes sont possibles (cf figure, tirets ou tirets-points) :

- i) on imagine que le rayon incident appartient à un faisceau convergent en un foyer secondaire objet  $F_{2S}$  ; il émerge alors parallèle au rayon passant par le centre et par  $F_{2S}$  (tirets).
- ii) on imagine que le rayon incident appartient à un faisceau parallèle incident ; il émerge alors en convergent vers un foyer secondaire image  $F'_{2S}$  déterminé par le rayon passant par le centre (tiret-point).



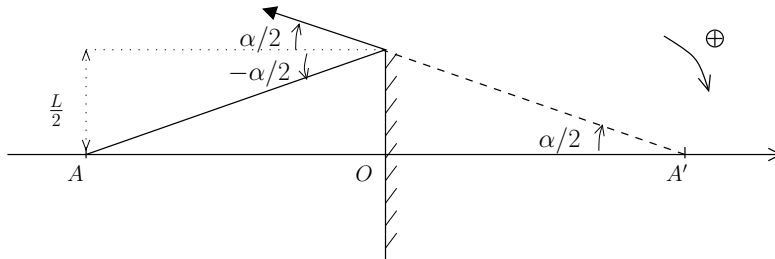
- c) On raisonne alors dans les triangles  $(O_1F_2F_2S)$  et  $(O_2F_2F_2S)$ . Comme on travaille dans les conditions de Gauss, les angles sont petits et assimilables à leur tangente :

$$\theta \approx \tan \theta = \frac{F_2F_2S}{O_1F_2} = \frac{F_2F_2S}{f'_1} \quad \text{et} \quad \theta' \approx \tan \theta' = \frac{F_2F_2S}{O_2F_2} = -\frac{F_2F_2S}{f'_2} \quad \text{d'où} \quad \boxed{G = \frac{\theta'}{\theta} = -\frac{f'_1}{f'_2} = 4.}$$

9. a) On calcule la largeur angulaire de chaque cratère en fonction de son diamètre  $d$  :  $\theta = \frac{d}{D_{TL}}$ . On obtient  $\theta_{\text{Copernic}} = 2,5 \times 10^{-4} \text{ rad} < \alpha$  et  $\theta_{\text{Clavius}} = 6,25 \times 10^{-4} \text{ rad} > \alpha$ . Donc on ne peut voir que Clavius à l'œil nu.  
 b) Avec la lunette, la largeur angulaire de l'image est 4 fois plus grande :  $\theta'_{\text{Copernic}} = 1,0 \times 10^{-3} \text{ rad} > \alpha$  et  $\theta'_{\text{Clavius}} = 2,5 \times 10^{-3} \text{ rad} > \alpha$ . On peut donc voir les deux cratères.

**4. Miroirs plan et sphérique**

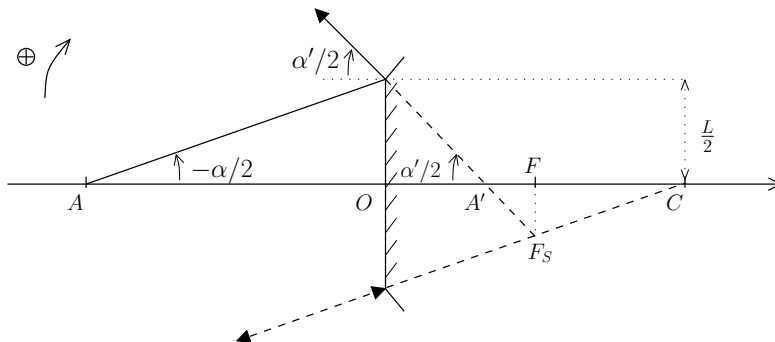
10. a) L'image de  $A$  est obtenue par l'intersection des supports de deux rayons, dont celui confondu avec l'axe optique. Le second rayon vérifie la loi de la réflexion de Descartes. Par conséquent on a  $\boxed{OA' = -OA = D}$ .



- b) On a choisi de représenter un rayon extrême (qui passe par le bord du miroir). L'œil étant en  $A$ , ce rayon détermine la limite du champ observable : si on inverse son sens, il correspond à un rayon émit par un point objet visible par l'œil à travers le miroir. Tous les objets visibles correspondent à des rayons au plus inclinés de  $\alpha/2$ .

c) On obtient  $\tan \frac{\alpha}{2} = \frac{L}{2D}$ , d'où  $\boxed{\alpha = 2 \arctan \left( \frac{L}{2D} \right) = 23^\circ}$ .

11. a) On trace la marche du rayon extrême en supposant qu'il appartient à un faisceau parallèle. Ce faisceau émerge donc en convergeant en un foyer secondaire, qui est déterminé par le rayon (fictif) passant par le centre de courbure  $C$  du miroir.



- b) De même que pour le miroir plan, on a choisi pour la construction un rayon extrême. De nouveau en inversant le sens de propagation on obtient la limite du champ visible à travers le miroir, qui est déterminé par la position de l'image de l'œil  $A'$  par le miroir, et par le diamètre du miroir. En comparant ce schéma et le précédent (miroir plan), on comprend que le miroir convexe donne une image  $A'$  de l'œil plus proche du miroir que le miroir plan, d'où un champ plus large :  $\boxed{\alpha' > \alpha}$ .

- c) On a toujours  $\tan \frac{\alpha'}{2} = \frac{L}{2OA'}$ , et de la relation de conjugaison on tire  $\frac{1}{OA'} = \frac{2}{R} - \frac{1}{OA} = \frac{2}{R} + \frac{1}{D}$ . Finalement  $\boxed{\alpha' = 2 \arctan \left( \frac{L}{R} + \frac{L}{2D} \right) = 62^\circ}$ . Les miroirs convexes sont largement utilisés en circulation routière pour augmenter le champ de vision.

*Remarque : on retrouve bien dans cette expression LITTÉRALE que  $\alpha' > \alpha$ . Mais mieux : le miroir plan pouvant être vu comme un miroir convexe de rayon de courbure infini, il y a continuité avec le cas précédent !*